

EIN MODELL FÜR NOVA – ÄHNLICHE VERÄNDERLICHE
– SYNTHETISCHE SPEKTREN UND FARBEN EINES WEISSEN ZWERGSTERNES
MIT WASSERSTOFFREICHER VARIABLEN ZUWACHSSCHICHT

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Bernd Freitag
aus Hamburg



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**EIN MODELL FÜR NOVA - ÄHNLICHE VERÄNDERLICHE
- SYNTHETISCHE SPEKTREN UND FARBEN EINES WEISSEN ZWERGSTERNE
MIT WASSERSTOFFREICHER VARIABLEN ZUWACHSSCHICHT**

**Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg**

**zur
Erlangung des Doktorgrades**

**vorgelegt von
Bernd Freitag
aus Hamburg**

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 11.02.1983

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. K. Jacobs

Erstberichterstatte: Prof. Dr. I. Bues

Zweitberichterstatte: Prof. Dr. K. I. Fricke

Zusammenfassung

1	Einleitung	1
2	Beobachtungsdaten und vorliegende Theorien	5
2.1	Beobachtungsdaten	5
2.2	Interpretation der Beobachtungsdaten	7
2.3	Akkretionsscheibenmodelle	11
3	Modell eines Weißen Zwergsternes mit Zuwachsschicht und eines kühlen Akkretionsringes	15
3.1	Qualitative Beschreibung des Modells	15
3.2	Kompatibilität des Modells mit den Beobachtungen	19
3.3	Konstruktion des Modells	21
3.3.1	Modellatmosphären von Weißen Zwergsternen	21
3.3.2	Ankoppelung einer atmosphärischen Zuwachsschicht	22
3.3.3	Modell eines kühlen Akkretionsringes	31
3.4	Erweiterungen des Modells für mögliche Entwicklungen des Systems	35
4	Eingabedaten und Berechnungsmethoden	37
4.1	Druck-Temperaturbeziehungen und Absorptionskoeffizienten	37
4.2	Modellparameter	38
4.2.1	Parameter des Weißen Zwergsternes	38
4.2.2	Parameter der Zuwachsschicht	38
4.2.3	Parameter des Akkretionsringes	41
4.3	Berechnung des Spektrums	44
4.4	Berechnung von Farben und absoluten Helligkeiten	47

5	Numerische Ergebnisse der Modellrechnungen	49
5.1	Kontinuumsspektren	49
5.2	Linienprofile	56
5.3	Farben	73
5.4	Absolute Helligkeiten	80
6	Vergleich mit beobachteten novaähnlichen Systemen und Diskussion	82
6.1	Anpassung an Kontinua, Linienprofile und Farben der Systeme V3885 Sagittarii und RW Sextantis	82
6.1.1	Beobachtungsdaten für die beiden Systeme	82
6.1.2	Vergleich von gemessenen mit berechneten Strahlungsströmen	84
6.1.3	Vergleich von gemessenen mit berechneten Linienprofilen	88
6.1.4	Vergleich von gemessenen mit berechneten Farben	91
6.2	Diskussion und Vergleich mit anderen Modellrechnungen	96
	Literaturverzeichnis	101

Zusammenfassung

Ein einfaches Modell zur Beschreibung novaähnlicher Systeme wird vorgestellt, mit dessen Hilfe synthetische Spektren und Farben für diese Unterklasse der kataklysmischen Veränderlichen berechnet werden.

Novaähnliche Veränderliche stellen eine sehr heterogene Gruppe von nicht-eruptiven Doppelsternsystemen dar. Eine allgemein akzeptierte Vorstellung über den Aufbau eines kataklysmischen Systems vermittelt Abbildung 1a.

Wenn sich diese Systeme in einer permanenten Ausbruchphase befinden, tragen andere Komponenten des Systems (Weißer Zwerg, Hauptreihenstern, Akkretionsscheibe, Heißer Fleck und Grenzschicht) zur Gesamtstrahlung bei, als wenn sie Vorläufer oder Nachfolger von eruptiven kataklysmischen Veränderlichen sind.

Bisher vorliegende Modellrechnungen beschränken sich fast ausschließlich auf die Berechnung von heißen Akkretionsscheiben, wobei deren Abstrahlung als Hauptenergielieferant betrachtet wird. Die anderen Komponenten des Systems sollten nur geringfügig zur Strahlung beitragen.

Im Gegensatz dazu wird im vorliegenden Modell angenommen, daß die von einem novaähnlichen System abgestrahlte Energie etwa zu gleichen Teilen von einem Weißen Zwergstern mit einer heliumreichen Atmosphäre und einer darüber liegenden heißeren, wasserstoffreichen Schicht einerseits und einem kühlen, das Zentralobjekt umkreisenden Akkretionsring andererseits stammt.

Der Begriff des Akkretionsringes statt einer breiten Akkretionsscheibe bietet sich hier an, da die kinematische Viskosität in dem umlaufenden Gas als sehr gering betrachtet wird, wenn der Materiestrom von der Sekundärkomponente durch den inneren Lagrange Punkt des Systems unterbrochen ist (s. Abb. 1).

Nach einer Einführung in die Problematik des Themas (Abschnitt 1) werden im Abschnitt 2 die Beobachtungsdaten für novaähnliche Systeme zusammengestellt. Vor allem Kontinuumsgradienten und Linienprofile in deren Spektren unterscheiden sich grundlegend von denen anderer kataklysmischer Veränderlicher.

Im Abschnitt 3 wird das Modell detailliert entwickelt und die Berechnung der einzelnen Systemkomponenten erläutert. Der qualitativen Beschreibung des Modells folgt die Berechnung der Zustandsgrößen der Komponenten.

Es werden Modellatmosphären für Weiße Zwergsterne des Spektraltyps DB verwendet, die sich zur Interpretation von Spektren heliumreicher Weißer Zwergsterne als geeignet erwiesen haben (Bues, 1970 u. 1980). An diese wird eine mit diesen Modellatmosphären im Strahlungs- und hydrostatischen Gleichgewicht stehende, wasserstoffreiche Schicht gekoppelt.

Bestimmende Größen dieser - hier als Zuwachsschicht bezeichneten - Chromosphäre sind Dichte und Temperatur am Boden der Schicht. Die Dichte berechnet sich aus der Ausdehnung und der Wasserstoffmasse der Zuwachsschicht, die eine heliumreiche Atmosphäre tragen kann, ohne die Struktur zu zerstören. Die Temperaturerhöhung gegenüber den Außenschichten der Atmosphäre errechnet sich aus der Dissipationsenergie, die durch das Hineinspiralen von Materie aus dem Akkretionsring frei wird.

Zusätzlich umfaßt das Modell einen kühlen Akkretionsring, den man als Planck'schen Strahler behandeln kann und dessen Zustandsgrößen aufgrund der Modellannahmen bestimmbar sind.

Es wird aufgezeigt, welche Systeme durch das Modell beschrieben werden und inwieweit Variationen des Modells den Anwendungsbereich erweitern können.

Der Abschnitt 4 gibt die verwendeten Parameter für die Komponenten des Modells. Die Berechnung des Spektrums erfolgt mithilfe hier bestimmter monochromatischer Absorptionskoeffizienten im Wellenlängenbereich $900 \leq \lambda \leq 10000 \text{ \AA}$ und detaillierter Profilkfunktionen für Linien des Wasserstoff und des neutralen Helium. Aufgrund des berechneten Spektrums werden dann Farben des breitbandigen UBV- und des Strömgrens systems mittlerer Bandbreiten sowie absolute bolometrische und visuelle Helligkeiten bestimmt.

Die mit dem Modell ermittelten Kontinuumsspektren, Linienprofile, Farben und absoluten Helligkeiten (Abb. 4 bis 24, Tab. 4 bis 9) sind im Abschnitt 5 zusammengestellt. Um den Einfluß einzelner Modellparameter auf spektrale Strukturen und Farben sichtbar zu machen, werden verschiedene Modellreihen verwendet. Es zeigt sich, daß die Linienprofile vor allem durch die geschichtete Atmosphäre des Zentralobjekts bestimmt sind, während Zentralobjekt und Akkretionsring einen etwa gleich großen Anteil an synthetischem Kontinuum und Farben haben.

Einen Vergleich zwischen berechneten und für die als novaähnlich klassifizierten Systeme V3885 Sagittarii und RW Sextantis gemessenen Strukturen gibt der Abschnitt 6. Es wird deutlich, daß die mit dem Modell berechneten Kontinuumsgradienten und Linienprofile gut mit den Beobachtungen der beiden Systeme übereinstimmen (Abb. 25 bis 28, Tab. 10).

Die theoretischen Farben überdecken zwar in den Zweifarbendiagrammen ein Gebiet, dessen Temperaturskala der novaähnlicher Systeme entspricht, die Positionen der Farben nahe der Schwarzen-Körper-Linie weisen jedoch darauf hin, daß die Planck'sche Näherung für die Strahlung des Akkretionsringes zu grob ist. Die Verwendung tabellierter theoretischer Farben von Hauptreihensternen führt zu einer besseren Anpassung an beobachtete Werte (Abb. 29 und 30).

1 Einleitung

Für kataklysmische Veränderliche nimmt man trotz einer Vielzahl von Erscheinungsformen eine im wesentlichen gleiche Grundstruktur im Aufbau an: ein halbgetrenntes Doppelsternsystem mit einem entarteten Objekt als Primärkomponente und einem kühlen, seine Roche'sche Grenzfläche ausfüllenden Stern, der durch den inneren Librationspunkt (Lagrangepunkt) des Systems Materie verliert, die sich um die Primärkomponente als schnell rotierende Scheibe (Akkretionsscheibe) formt (s. Abb. 1a, ausführliche Darstellung z. B. in Robinson, 1976).

Neben diesen drei Komponenten, dem entarteten Objekt (normalerweise ein Weißer Zwergstern), dem kühlen Objekt (meist ein Hauptreihenstern des Spektraltyps K oder M) und der rotierenden Gasscheibe stellen der sogenannte Heiße Fleck im Schnittpunkt der von der Sekundärkomponente strömenden Materie und der Scheibe sowie die auf der Oberfläche der Primärkomponente gelagerte Grenzschicht, die sich aus von der Scheibe hinabspiralender Materie gebildet hat, weitere energiereiche, in bestimmten Spektralbereichen strahlende Gebiete des Systems dar. Zur Verfeinerung des Modells sind weitere Hypothesen vorgeschlagen worden, die noch zusätzliche Energieträger als Erklärung für - durch die bisher akzeptierten Systemkomponenten nicht abgedeckte - Beobachtungen im UV- und Röntgenbereich postulieren: Chromosphäre und Korona als optisch dünne Schichten auf einer optisch dicken Akkretionsscheibe sowie ein heißer, relativ dichter Wind, der von inneren Teilen der Scheibe oder von der Polgegend eines magnetischen Weißen Zwerges abgestoßen wird (Córdova et al, 1981; Schwarzenberg-Czerny, 1981; Guinan et al, 1982; Greenstein et al, 1982).

Jede Systemkomponente stellt ein komplexes, inhomogenes Gebilde mit Gebieten unterschiedlicher physikalischer Beschaffenheit dar, dessen Strahlung zur Gesamtleuchtkraft des Veränderlichen beiträgt und Einfluß auf das Aussehen von Lichtkurve und Spektrum nehmen kann. Welche der Objekte oder Teilobjekte jedoch die Leuchtkraft bestimmen und das Spektrum kennzeichnen, hängt entscheidend von den Parametern des Systems ab. Diese sind aber in ihrer großen Mehrzahl nur schwer zu bestimmen oder zumindest nur dann mit größerer Genauigkeit zu ermitteln, wenn a priori mehrere Größen des Systems bekannt sind. Dies ist aber nur für den Weißen Zwergstern und den kühlen Hauptreihenstern der Fall. Ihr Einfluß auf Leuchtkraft und spektrale Besonderheiten kann somit abgeschätzt werden. Alle anderen Komponenten des Systems können

beliebig simuliert und miteinander kombiniert werden, um Beobachtungsstrukturen zu erklären. Variiert man zudem die Ausmaße der einzelnen Objekte, Entfernung und Neigungswinkel des Systems zum Beobachter, so ist man zwar in der Regel in der Lage, die Vielfalt der Erscheinungsformen modellhaft wiederzugeben, erhält jedoch für bestimmte Meßdaten oft keine eindeutige Zuordnung zu Systemparametern.

Etwas einfacher stellt sich das Problem dar, wenn im beobachteten System Bedeckungen einzelner Komponenten vorliegen. Aus der Veränderung von Leuchtkraft und Spektrum kann man Zuordnungen zu bestimmten Objekten oder Teilobjekten herstellen. Den gleichen Vorteil besitzt man bei eruptiven Systemen, wenn man für sie Beobachtungsdaten aus dem Minimum und dem Maximum ihrer Helligkeit zur Verfügung hat. Kennt man nämlich den Mechanismus des jeweiligen Ausbruches, ist es möglich, zwischen bestimmten Veränderungen im Spektrum bzw. in der Lichtkurve und den den Ausbruch verursachenden Systemkomponenten Beziehungen herzustellen.

Als komplex erweist sich dagegen die Bestimmung der physikalischen Verhältnisse und der Größenordnungen einzelner Objekte in novaähnlichen Variablen. Diese bilden eine sehr heterogene Untergruppe der kataklysmischen Systeme, deren Vertreter keine - zumindest keine verzeichneten - eruptiven Helligkeitsänderungen gezeigt haben. Einige Repräsentanten der Klasse stellen möglicherweise Systeme dar, in denen noch kein Ausbruch stattgefunden hat, weil die von der Sekundärkomponente transferierte Masse zu gering war, in anderen könnten eruptive Prozesse schon vor längerer Zeit stattgefunden haben, bevor der Materiestrom versiegt ist, und bei wieder anderen könnte es sich um Zwergnovae handeln, die sich in einem ausgedehnten Maximumszustand befinden (Cowley et al, 1977a; Bond, 1978).

Jede der drei genannten Möglichkeiten für ein novaähnliches System bringt völlig verschiedene Größenverhältnisse der Einzelkomponenten mit sich. Bei einer Zwergnova im permanenten Maximumszustand kann ein noch anhaltender Massentransfer von der Sekundärkomponente und eine daher breite, massive Akkretionsscheibe mit einem Heißen Fleck angenommen werden, während ein noch junges oder ein sehr altes kataklysmisches System mit einem schon längere Zeit unterbrochenen oder gar beendeten Massentransfer eher eine relativ schmale, kühle Akkretionsscheibe ohne Heißen Fleck besitzen sollte. Da die Helligkeit eines Weißen Zwergsternes eine nahezu feste Größe darstellt (Schwankungs-

breite: ca. Faktor 16), die einer Akkretionsscheibe jedoch wesentlich von Ausmaß und Temperatur abhängt (ca. Faktor 10^6), wird im ersten Fall die Scheibe die Leuchtkraft des Systems bestimmen, im zweiten Fall kann aber auch der Weiße Zwerg einen erheblichen Teil zur Gesamtstrahlung beitragen.

Möchte man den physikalischen Zustand eines novaähnlichen Systems zutreffend und umfassend beschreiben, ist es wichtig, alle vorliegenden Beobachtungsdaten in ein theoretisches Modell einzubeziehen. Vorrangig durch ein Modell zu simulierende Strukturen sind Kontinuumsgradienten, Linienprofile, absolute Helligkeiten und Farbenindizes.

Erklärungsversuche der letzten Jahre zielten stets darauf, das Licht der Akkretionsscheibe zumindest im optischen Spektralbereich als über das des Weißen Zwerges dominierend anzusetzen. Keines der bisher vorliegenden theoretischen Modelle hat jedoch die Beobachtungen in ihrer Gesamtheit wiedergeben können. Während Kontinuum und Wasserstofflinienprofile der synthetischen Spektren teilweise den gemessenen Werten angepaßt werden konnten, ist nicht einmal qualitativ das Auftreten von neutralen Heliumlinien im Spektrum novaähnlicher Systeme begründet worden. Da die Materie der Akkretionsscheiben aus den Außenschichten eines kühlen Hauptreihensternes stammt, muß nämlich deren chemische Zusammensetzung als wasserstoffreich angenommen werden. Heliumstrukturen sind daher im berechneten Spektrum eines Akkretionsscheibenmodells nicht zu erwarten.

Erstmals haben Williams et al (1982) versucht, auch die gemessene Intensität von Linien des neutralen Helium durch ihre Modelle zu erklären. Eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung konnten sie nur mit Modellen erzielen, für die Akkretionsscheiben mit einem gegenüber dem solaren Wert um mindestens einen Faktor 100 erhöhten Verhältnis von Helium zu Wasserstoff $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ verwendet wurden. Dessen Herkunft konnte dort jedoch nicht schlüssig begründet werden.

In einem alternativen Modell soll hier versucht werden, Linienprofile sowohl des Wasserstoff als auch des neutralen Helium zu berechnen, die mit den in Spektren novaähnlicher Veränderlicher gemessenen übereinstimmen. Dabei wird angenommen, daß ein heliumreicher Weißer Zwergstern mit einer heißeren, darauf gelagerten, optisch dünnen Wasserstoffschicht verantwortlich für die genannten Spektrallinien ist und zusammen mit einem relativ kühlen, kleinen Akkretionsring

das Kontinuum, die absolute Helligkeit und die Farbenindizes eines novaähnlichen Systems bestimmt. Einen kühlen Akkretionsring statt einer Scheibe kann man annehmen, wenn ein Materietransport von der Sekundärkomponente nicht mehr stattfindet und wenn die kinematische Viskosität gering ist. Ein Weißer Zwerg vom Spektraltyp DB mit heliumreicher Atmosphäre wird als entartetes Objekt dem Modell zugrunde gelegt, weil jener mit einer zusätzlichen sich auf der Oberfläche anlagernden Wasserstoffschicht eine größere Stabilität als ein Weißer Zwerg mit einer wasserstoffreichen Atmosphäre besitzt (z. B. Liebert, 1980). Ein derart bestimmtes System steht im Einklang mit der Modellvorstellung für kataklysmische Veränderliche, stellt jedoch einen Vertreter mit niedrigerer Energie dieser Klasse dar.

2 Beobachtungsdaten und vorliegende Theorien

2.1 Beobachtungsdaten

Das Spektrum von novaähnlichen Veränderlichen ist gekennzeichnet durch ein blaues, nahezu strukturloses Kontinuum, wobei Beobachtungen im IR, im optischen Spektralbereich, im UV und im Röntgengebiet vorliegen. Im kurzwelligen Teil des Spektrums ist der Strahlungsstrom in erster Näherung unabhängig von der Frequenz, während für $\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$ ein Frequenzgesetz $F_\nu = \text{const.} \cdot \nu^\alpha$ mit $0.3 \lesssim \alpha \lesssim 2.0$ paßt (Panek, 1979; Guinan et al, 1982; Greenstein et al, 1982).

Breite, flache Absorptionslinien der Balmerserie (bis H12), des neutralen Helium (vor allem $\lambda\lambda 4471, 4026 \text{ \AA}$) und des einfach ionisierten Kalzium (H und K) mit Äquivalentbreiten $\approx 10 \text{ \AA}$, Halbwertsbreiten von $\approx 50 \text{ \AA}$, zentralen Einsenkungen von $\approx 20\%$ und teilweise mehr als $100 \text{ \AA}$ vom Zentrum hinausreichenden Flügeln bestimmen den optischen Spektralbereich. Sie werden teilweise aufgefüllt von kleinen, bisweilen auch doppelt auftretenden Emissionskomponenten mit Äquivalentbreiten von $\approx 2 \text{ \AA}$ und totalen Breiten von $\approx 20 \text{ \AA}$, die zu einer Trennung der Absorptionsmaxima von $\approx 15 \text{ \AA}$ führen (Cowley et al, 1977a u. b; Africano et al, 1977; Cowley et al, 1972; Bond et al, 1971; Greenstein et al, 1970). Bei manchen Systemen sind auch Linien höherer Ionisationsstufen und Anregungsspannung wie He II ($\lambda 4686 \text{ \AA}$), CIII und NIII in Emission, in neuerer Zeit zusätzlich im UV relativ stark blauverschobene (bis zu einigen $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) Absorptionslinien des Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Silizium gemessen worden (Guinan et al, 1982; Greenstein et al, 1982).

Bisweilen tritt eine periodische Verschiebung der Emissionskomponenten gegenüber der Absorptionslinienmitte oder ein leicht asymmetrisches Profil auf. Für Balmerlinien sind Schwankungen der Emissionsäquivalentbreiten bzw. der Absorptionslinientiefen von weniger als einem Faktor 2 typisch. Die Linien CaII H und K sowie HeII $\lambda 4686 \text{ \AA}$ verschwinden zu bestimmten Phasen (wenn auch nicht synchron) sogar völlig. Verschiebung oder Variation der Linienstärken ist dabei oft komplex und zeigt nicht in allen Erscheinungsformen einen periodischen Verlauf. Streng periodisch hingegen ist eine Geschwindigkeitsvariation aller im Spektrum identifizierten Linien, die zwar gleichgerichtet, jedoch mit einer unterschiedlichen Amplitude versehen ist: etwa $200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ für die Balmerabsorptionslinien, ein zwei- bis dreimal höherer Wert für die Emissionslinie des HeII $\lambda 4686 \text{ \AA}$ (Cowley et al, 1977a u. b).

Die scheinbare visuelle Helligkeit m_v novaähnlicher Veränderlicher ist meist schwächer als 10^m , variiert aber unregelmäßig innerhalb nur weniger Minuten mit einer Amplitude von bis zu $0.^m2$; die Gesamthelligkeit kann sogar um $0.^m5$ schwanken. Dieser relativ starken Helligkeitsänderung überlagert sind quasi-periodische, höchstens einige Stunden anhaltende Fluktuationen mit Perioden im Sekunden- und Minutenbereich und Amplituden von einigen Tausendsteln bis zu mehreren Zehnteln einer Magnitude sowie ein permanent vorhandenes "Flickering" mit hohen Frequenzen und sehr kleiner Amplitude (Hesser et al, 1972 u. 1974; Warner, 1973; Warner et al, 1972a). Eine Korrelation zwischen diesen Helligkeitsschwankungen und spektralen Veränderungen besteht in der Regel nicht.

Aus dem oben Gesagten ergibt sich, daß die in den einzelnen Farbfiltern abgestrahlte Energie nicht konstant ist. Mittlere Werte für die Farben im UBV- bzw. uvby-System sind: $-1.0 \lesssim (U - B) \lesssim -0.7$, $-0.1 \lesssim (B - V) \lesssim +0.2$, $(u - b) \approx +0.3$, $(b - y) \approx 0.0$ (Warner, 1976; Mumford, 1967; Cowley et al, 1972). Diese Farben platzieren novaähnliche Systeme in den Zweifarbendiagrammen an einen Ort nahe der Schwarzen-Körper-Linie mit einer Temperatur von ca. 12000 K.

Absolute Helligkeiten von novaähnlichen Veränderlichen können berechnet werden, wenn Messungen für die trigonometrische Parallaxe des Systems vorliegen. Vorgenommene Messungen sind jedoch mit einem so großen Fehler behaftet, daß nicht einmal für einzelne Objekte gesicherte Daten für die absolute Helligkeit zugrundegelegt werden können. Größenordnung und Schwankungsbreite der Werte dürfte in etwa denen der Zwergnovae gleichen.

Einige der beschriebenen Beobachtungselemente treten auch bei anderen kataklysmischen Systemen auf. Die spektralen Geschwindigkeitsvariationen lassen deutlich ein Doppelsternsystem mit einer typischen Bahnperiode von einigen Stunden erkennen. Man darf daher auch bei novaähnlichen Systemen erwarten, ein zusammengesetztes Spektrum zu beobachten. Geklärt werden muß, welche der Systemkomponenten - evtl. im Unterschied zu anderen kataklysmischen Variablen - einen Beitrag zur gesamten Leuchtkraft liefern.

2.2 Interpretation der Beobachtungsdaten

Der Zustand eines solchen Systems läßt sich - nimmt man das Vorhandensein eines Doppelsternsystems mit einer um die Primärkomponente kreisenden Akkretionsscheibe als gegeben an - näherungsweise durch zwei in Konkurrenz zueinander stehende Hypothesen beschreiben:

- a) Novaähnliche Systeme gehören zur Klasse der Zwergnovae, wobei sie sich in einer permanenten Ausbruchphase befinden. Das System besäße demnach zwei Gleichgewichtszustände, ähnlich den kataklysmischen Variablen vom Typ Z Camelopardalis, mit dem Unterschied, daß hier die Intensitätsmaxima noch wesentlich ausgeprägter wären.
- b) Novaähnliche Systeme stellen nicht-eruptive kataklysmische Variable dar, wobei die Akkretionsscheibe verhältnismäßig klein, kühl und evtl. sogar optisch dünn wäre.

Direkt durch Beobachtungen zu bestätigen wäre eine der alternativen Hypothesen durch eine Abnahme (a) oder eine Zunahme (b) der Helligkeit des gesamten Systems (Bond, 1978). Da jedoch die Helligkeit schon seit Jahrzehnten nahezu konstant ist, spricht dies eher für Hypothese b, für deren Erhärtung Helligkeitsvariationen nicht benötigt werden. Ein Materiefluß von der Sekundärkomponente muß nämlich in diesem Fall schon seit längerer Zeit als unterbrochen, beendet oder zumindest als nur in sehr geringem Umfang vorhanden betrachtet werden, d. h. nach den gängigen Zwergnovatheorien (Osaki, 1974; Bath, 1975) ist kein Ausbruch zu erwarten. Unwahrscheinlich ist dagegen ein seit Jahrzehnten nahezu unverändert starkes Hineinspiralen von Materie aus der Akkretionsscheibe gemäß Hypothese a, da von anderen kataklysmischen Variablen zahlreiche potentielle Instabilitätsquellen - wie Variation der Akkretionsrate oder Änderung der kinematischen Viskosität - bekannt sind. Bisher wurde zudem kein Zwergnovasystem über einen Zeitraum von mehreren Jahrzehnten mit nur einem oder einigen wenigen eruptiven Helligkeitsvariationen registriert. Seit TT Arietis, lange Zeit als novaähnliches System klassifiziert, Zwergnovaverhalten gezeigt hat (Krautter et al, 1981), sind schon wiederholt Minima beobachtet worden. Auch wurden bei einer Durchmusterung alter Photoplatten große, vorher unbekannte Leuchtkraftschwankungen entdeckt.

Zusammengesetzte UBV- und Strömgrenfarben sowie ein sich über das Spektrum ändernder Kontinuumsgradient deuten darauf hin, daß das Kontinuum eines

novaähnlichen Veränderlichen im UV- und im optischen Spektralbereich von einem mittleren B-Stern, für $\lambda \gtrsim 5000 \text{ \AA}$ von einem Objekt mit einer Effektivtemperatur von ca. 7000 K bestimmt wird (Greenstein et al, 1982). Gemäß Hypothese a würde die blaue Komponente durch die heiße Akkretionsscheibe oder Teile von dieser, das rote Objekt durch die kühle Sekundärkomponente repräsentiert. Nach Hypothese b wäre ein heißer Weißer Zwergstern für den kurzwelligen Teil des Spektrums, eine kühle Akkretionsscheibe für den langwelligen Teil verantwortlich.

Im ersten Fall stammen die breiten, flachen Absorptionslinien des HI und des HeI aus der optisch dicken Akkretionsscheibe. Die Profile werden dabei entweder in den äußeren Schichten durch Dopplerverbreiterung oder in den dem Weißen Zwerg nahen inneren Schichten durch Druckverbreiterung gebildet (Herter et al, 1979; Mayo et al, 1980). Im zweiten Fall entstehen die Absorptionslinien in der dichten Atmosphäre eines Weißen Zwergsternes. Als problematisch erweist es sich, die Bildung von Linien des neutralen Helium mit derart starken Äquivalentbreiten in einem durch die Akkretionsscheibe bestimmten Spektrum zu erklären. Aus Beobachtungen weiß man, daß diese höchstwahrscheinlich in derselben Region erzeugt werden wie die Absorptionslinien der Balmerserie. Darauf deutet gleiches Phasenverhalten der HI- und HeI-Linien sowie ein über die Umlaufperiode fast konstant bleibendes Verhältnis von Helium zu Wasserstoff, berechnet aus den Äquivalentbreiten der Linien, hin (Williams et al, 1982).

Um Breite und Stärke der HeI-Linien durch Modelle für Akkretionsscheiben reproduzieren zu können, müssen sie in Schichten gebildet werden, deren chemische Zusammensetzung $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ durch einen Wert $\gtrsim 100$ und deren Schwerkbeschleunigung durch ein $\log g \gtrsim 6.5$ gegeben ist (Wegner, 1972). Während die Existenz solcher Akkretionsscheibenteile zweifelhaft ist, kennt man zwei Weiße Zwergsterne, in deren Spektren gleichzeitig Wasserstoff- und Heliumlinien vorliegen (Liebert, 1980). Numerische Ergebnisse von Modellatmosphärenrechnungen zeigen, daß bei einem $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} \approx 1000$ etwa gleich starke Strukturen der Linien H γ und HeI $\lambda 4471 \text{ \AA}$ gebildet werden (Bues, 1970). Auch bei einer normalen chemischen Zusammensetzung einer Atmosphäre eines Weißen Zwergsternes des Spektraltyps DB ($N_{\text{He}}/N_{\text{H}} \approx 10^5$) und einer darauf liegenden wasserstoffreichen Schicht können starke Linien sowohl der Balmerserie als auch des neutralen Helium berechnet werden (z. B. D'Antona et al, 1975).

Die Emissionskomponenten des HI und des HeI füllen die breiten Absorptionslinien nur teilweise auf, d. h. sie werden in einem Gebiet des Systems gebildet,

welches heißer ist als das, in dem die Absorption erfolgt. Gemäß Hypothese a könnten das die äußeren Teile der Scheibe sein (nach Meyer et al, 1982, sind die Außenschichten der Scheibe jedoch konvektiv instabil), die optisch dünn bzgl. des Kontinuums, aber optisch dick in den Emissionslinien angenommen werden (Williams, 1980; Schwarzenberg-Czerny, 1981). Mit Hypothese b verträglich wäre eine gegenüber den Außenschichten der Atmosphäre des Weißen Zwergsternes heißere, aufgelagerte Schicht, die im Kontinuum ebenfalls optisch dünn sein müßte. Zusätzlich kann Emission infolge Temperaturumkehr nahe der Oberfläche der Scheibe durch Aufheizung des heißen Zentralobjekts oder im durch Stoßwellen aufgeheizten Heißen Fleck entstehen. Daß evtl. zwei Emissionskomponenten vorhanden sind, wird durch die bisweilen beobachtete Asymmetrie der Linienprofile bzw. durch die Variation der Intensitätsverhältnisse von violetter zu roter Emissionskomponente nahegelegt (Cowley et al, 1977a).

Aus periodischen Änderungen im Spektrum und aufgrund der starken Blauverschiebung von Linien höherer Ionisationsstufen kann man schließen, daß es hochenergetische Gebiete im System geben muß, die mit dem Entstehungsort der H⁺- und HeI-Linien nicht übereinstimmen (Heißer Fleck, verdünnte Materie im Zwischenbereich oder ein heißer Materiewind). Die Existenz der Resonanzlinien des einfach ionisierten Kalzium dagegen deutet auf kühlere Regionen in einem novaähnlichen System. Die zu bestimmten Phasen relativ breiten Profile dieser Linien lassen den Entstehungsort eher in den dichten inneren Schichten einer kühlen Akkretionsscheibe vermuten als in der Atmosphäre des Hauptreihensternes, dessen effektive Schwerebeschleunigung wesentlich geringer ist. Letzterer zeigt zudem keine weiteren Strukturen im Spektrum und sollte bei einer Bahnperiode von ≈ 6 h nach der theoretischen Beziehung (z. B. Ritter, 1976) dort auch gar nicht sichtbar sein.

Beide Hypothesen führen zu verschiedenen Erklärungen für die gemessene Energie eines novaähnlichen Systems. Im einen Fall stammt die Strahlung nahezu ausschließlich aus der Umwandlung der durch Reibungsverluste freigesetzten Gravitationsenergie in der Akkretionsscheibe (a), im anderen Fall setzt sie sich zusammen aus den Einzelbeiträgen von Weißem Zwerg, wasserstoffreicher Zuwachsschicht auf dessen Oberfläche und der kühlen Akkretionsscheibe. Wenn der Weiße Zwergstern einen wesentlichen Teil zur Gesamtleuchtkraft des Systems beiträgt, ist die Größenordnung der absoluten Helligkeit zwar kleiner als in einem System, in dem die Akkretionsscheibe die Helligkeit allein bestimmt, sie liegt aber dennoch im Bereich der für kataklysmische Veränderliche gemessenen Helligkeitsskala.

Für mindestens drei Bedeckungsveränderliche kann aus der jeweiligen Lichtkurve entnommen werden, daß im System ein Objekt mit der Dimension 10^9 cm existieren muß. (Der Heiße Fleck kann zwar ebenfalls diese Ausmaße erreichen, ist aber in den diskutierten Fällen nicht gemeint.) Es handelt sich dabei um die kataklysmischen Systeme UX UMa (als novaähnlich klassifiziert), OY Car und Z Cha, in denen das Zentralobjekt - der Weiße Zwergstern mit einer evtl. aufliegenden wasserstoffreichen Schicht - einen beträchtlichen Teil der Strahlung des gesamten Systems (bis zu 60%) liefert (Warner, 1979; Warner et al, 1972b). Daß absolute Helligkeiten von kataklysmischen Veränderlichen im Bereich von ca $10.^{m0}$ liegen können, zeigt der Fall der rekurrenten Nova WZ Sge (Robinson et al, 1978) und der des novaähnlichen Systems AM CVn (Faulkner et al, 1972). Die Analyse des letzteren ergab - aufgrund der Bestimmung der Bahnperiode - zwei Weiße Zwergsterne (eine Komponente dabei vom Spektraltyp DB) mit einer nur kleinen, kühlen Akkretionsscheibe.

Einen zumindest kleinen Anteil des Weißen Zwergsternes an der Gesamtstrahlung muß man auch in Systemen voraussetzen, in denen kohärente Oszillationen durch nichtradiale Pulsationen in entarteten Objekten erklärt werden (Robinson et al, 1978). Die stärkeren, nichtperiodischen Leuchtkraftschwankungen lassen sich mit irregulär variierendem Massenfluß und mit Inhomogenitäten in der Akkretionsscheibe bzw. in der wasserstoffreichen Zuwachsschicht deuten. Diese Beispiele zeigen, daß Hypothese a zumindest nicht für alle kataklysmischen Systeme eine Beschreibung darstellen kann. Sie unterstützen vielmehr Hypothese b.

2.3 Akkretionsscheibenmodelle

Änderungen des Gleichgewichts zwischen zentrifugalen und Gravitationskräften lassen einen Transport von Materie der Akkretionsscheibe auf die Oberfläche des Zentralsternes zu. Dieser Transport resultiert in einer Freisetzung von Gravitationsenergie, welche in thermische Energie umgewandelt wird. Akkretionsscheibenmodelle basieren auf der Annahme, daß dieser Prozeß für die Strahlung der Scheibe und im wesentlichen auch für die Gesamtleuchtkraft kataklysmischer Systeme verantwortlich ist. Die Freisetzungsrates der Gravitationsenergie hängt entscheidend von der Effizienz des Transportmechanismus ab, der kinematischen Viskosität. Sie wird im allgemeinen parametrisiert durch das Verhältnis von Turbulenz- zu Schallgeschwindigkeit

$$\alpha \equiv \frac{v_t}{v_s} + \frac{H^2}{4\pi \cdot \rho \cdot v_s^2} \quad (1)$$

mit v_t = Turbulenzgeschwindigkeit, v_s = Schallgeschwindigkeit, ρ = Dichte, H = Magnetfeldstärke. Ist kein Magnetfeld vorhanden, wie für die meisten theoretischen Modellrechnungen angenommen wird, so fällt der zweite Term der rechten Seite in Gl. 1 weg (z. B. Shakura et al, 1973). Eine andere Möglichkeit, die kinematische Viskosität zu kennzeichnen, ist die effektive Reynoldszahl β^{-1} , wobei

$$v_R = \beta \cdot v_K \quad (2)$$

ist, mit v_R = nach innen gerichtete Radialgeschwindigkeit, v_K = Keplergeschwindigkeit (z. B. Pringle et al, 1972). Es kann gezeigt werden, daß α mit der Reynoldszahl durch die Beziehung

$$\alpha = \frac{\beta \cdot v_K \cdot R}{v_s \cdot h} \quad (3)$$

mit R = Radius, h = Höhe über der Scheibenebene, verknüpft ist (Williams, 1980).

Desweiteren ist die freigesetzte Gravitationsenergie eine Funktion der Massenflußrate durch den inneren Lagrangeunkt des Systems F_M und der Tiefe der Gravitationspotentialwelle des entarteten Objekts ($\cong M_{WZ}$ und R_{WZ} , Masse und Radius des Weißen Zwergsternes für den hier betrachteten Fall). Die Struktur der durch ein solches Szenarium beschriebenen α -Modell-Scheiben ist von zahl-

reichen Autoren für den stationären (konstante Massenflußrate) und den zeitabhängigen Fall beschrieben worden (z. B. Lynden-Bell et al, 1974; Lightman, 1974). Berechnungen von Akkretionsscheibenmodellen liegen fast nur für den stationären Fall vor und finden ihre Anwendung vor allem für bestimmte Zwergnovae im Maximum, Z Cam-Sterne und novaähnliche Veränderliche.

Neben Schätzungen der absoluten Helligkeiten von Akkretionsscheiben wurden in den meisten theoretischen Arbeiten synthetische UBV-Farben und Kontinua berechnet, wobei die auftretende Strahlung entweder durch die Schwarze-Körper-Näherung (Bath et al, 1974; Tylanda, 1977 u. 1981a; Pacharintanakul et al, 1980) oder durch Interpolation in Gittern publizierter stellarer Modellatmosphären (Schwarzenberg-Czerny et al, 1977; Kiplinger, 1979; Schwarzenberg-Czerny, 1981) erhalten wurde. Zusätzliche detaillierte Berechnungen von Absorptionslinienprofilen der Balmerreihe haben Herter et al (1979) und Mayo et al (1980) im Rahmen eigener Modellatmosphärenrechnungen vorgelegt. In neuerer Zeit wurden auch optisch dünne Teile der Akkretionsscheibe zur Berechnung von Strahlungsströmen in Emissionslinien des Wasserstoff und des neutralen Helium bzw. zur Verbesserung von früher berechneten UBV-Farben in die Modelle miteinbezogen (Williams, 1980; Tylanda, 1981a, Schwarzenberg-Czerny, 1981; Williams et al, 1982).

Bei der Modellkonstruktion wird die Scheibe in eine Reihe von kleinen konzentrischen Ringen mit dazugehöriger Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung aufgeteilt. Für jeden Ring wird die spezifische Intensität berechnet und anschließend, gewichtet mit der effektiv strahlenden Fläche, aufaddiert. Vereinfachende Annahmen liegen in der Verwendung einer konstanten Massenflußrate, in der Aufteilung der Gesamtscheibe (wobei der radiale Temperaturgradient wesentlich kleiner als der vertikale vorausgesetzt wird), in einer planparallelen Schichtung, in der Verwendung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts, in der Vernachlässigung von Konvektion, in der Gleichsetzung der Bahnebene mit der Akkretionsscheibe und des Radius des Weißen Zwergsternes mit dem inneren Rand der Scheibe.

Als Input- bzw. Fittingparameter dienen Masse und Radius des Weißen Zwerges ($1 M_{\odot}$ bzw. $5 \cdot 10^8$ cm), die Massenflußrate ($10^{-12} - 10^{-7} M_{\odot}$ /Jahr), die kinematische Viskosität ($\alpha = 0.1 - 1.0$), die vertikale Struktur ($z(r) / r = 0.01 - 0.05$), der äußere Radius der Scheibe ($10^{10} - 6 \cdot 10^{10}$ cm) und die Neigung der Bahnebene ($0 - 89^{\circ}$). Mit diesen Eingabedaten ergeben sich theoretische optisch dicke Akkretions-

scheiben mit lokalen Temperaturen zwischen 50000 und 5000 K für große Massenflußraten sowie zwischen 15000 und 1000 K für kleine (unter Einbeziehung der optisch dünnen Außenschichten der Scheibe sinkt der Wert nicht unter 5000 K), Leuchtkräfte $L \approx 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \triangleq M_{\text{bol}} \approx 1.1^m_0$ ($L \approx 10^{30} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \triangleq M_{\text{bol}} \approx 11.^m_0$), Anteile der im optischen Spektralbereich abgestrahlten an der gesamten Energie von ca. 5% (95%) sowie effektive Schwerebeschleunigungen in den inneren Teilen der Scheibe bis zu $\log g \approx 6.5$ (5.0).

Die Modelle liefern Ergebnisse, die nur zum Teil die betreffenden Beobachtungen widerspiegeln: Absolute Helligkeiten können durch entsprechend hohe Massenflußraten, Kontinuumsgradienten und Balmersprung durch Variation der Neigung der Bahnebene zum Beobachter (Randverdunkelungseffekte) und des äußeren Scheibenradius angepaßt werden. Die berechneten Farben des UBV-Systems erwiesen sich in der Regel gegenüber den beobachteten als verschoben und konnten erst durch Einbeziehung optisch dünner, kühler Scheibenteile in grobe Übereinstimmung gebracht werden.

Berechnete Absorptionslinienprofile der Balmerreihe konnten zwar durch entsprechende Eingabedaten des Massenflusses und der Scheibenstruktur in den Flügeln in erster Näherung angepaßt werden, die Linienkerne der berechneten Profile wichen jedoch aufgrund der Verwendung des Dopplereffekts als Hauptverbreiterungsmechanismus deutlich von den Beobachtungen ab. Halbwertsbreiten und zentrale Einsenkungen der Linien konnten größenordnungsmäßig erklärt werden, die gemessenen extremen totalen Linienbreiten, in manchen novaähnlichen Systemen bis zu $100 \text{ \AA}$ vom Zentrum hinausreichend, lagen aber nicht im Ergebnisbereich der Modellreihen. Profile des neutralen Helium und des einfach ionisierten Kalzium wurden nicht berechnet. Während eine befriedigende Übereinstimmung der berechneten Absorptionslinienprofile mit den beobachteten insbesondere für hohe Massenflußraten erzielt wurde, resultierten aus anderen theoretischen Modellen "vernünftige" relative Intensitätsverhältnisse in den Emissionslinien nur für niedrige Massenflußraten. Die zudem bestehende Problematik, ein wesentlich erhöhtes $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ für bestimmte Teile der Scheibe erklären zu müssen, wurde oben schon erwähnt.

Einige theoretische Modelle berücksichtigen zusätzlich die Strahlung anderer Systemkomponenten zur Beschreibung der Beobachtungsstrukturen: Sekundärkomponente, Heißer Fleck, Grenzschicht und durch die Primärkomponente aufgeheizte Teile der Scheibe (Bath et al, 1974; Pringle et al, 1979; Pringle, 1977;

Tylenda, 1977u. 1981b; Pacharintanakul et al, 1980). Qualitative Rechnungen ergeben, daß die Sekundärkomponente einen beträchtlichen Beitrag zur Leuchtkraft des gesamten Systems für $M \approx 2 M_{\odot}$, der Heiße Fleck für eine Massenflußrate $F_M \approx 10^{-9} M_{\odot} / \text{Jahr}$ liefert.

In einem durch eine heiße Akkretionsscheibe bestimmten Modell strahlt die Grenzschicht vor allem im fernen UV und im Röntgengebiet, wobei ein Teil dieser Strahlung in der Akkretionsscheibe absorbiert und bei größeren Wellenlängen reemittiert wird. Modelle für eine optisch dicke Grenzschicht verwenden die Schwarze-Körper-Näherung. Für den optisch dünnen Fall wurde ein komplexes Modell konstruiert, in dem die abgestrahlte Energie aus viskosen Dissipationsprozessen stammt. Mit den Grenzschicht-Modellen soll die gemessene Röntgenstrahlung von Zwergnovae im Minimum erklärt werden. Alle Modelle für Heißen Fleck, Grenzschicht und andere energiereiche Systemkomponenten beschäftigen sich nur mit bolometrischen Eigenschaften. Sie zielen nicht darauf ab, spektrale Größen zu berechnen.

Für die Beschreibung von Lichtkurven kataklysmischer Systeme muß von stationären auf dynamische Modelle übergegangen werden. Zeitabhängige Rechnungen sollen die Entwicklung eines Systems beschreiben, wenn entweder die Massenflußrate oder die kinematische Viskosität als Funktion der Zeit und der Scheibenstruktur variiert wird, wobei der jeweils andere Parameter konstant gehalten wird (Bath et al, 1981 u. 1982). Eine bessere Übereinstimmung von theoretischen mit beobachteten Lichtkurven kataklysmischer Systeme wurde für den ersten Fall erzielt, d. h. mit einer variablen Massenflußrate.

3 Modell eines Weißen Zwergsternes mit Zuwachsschicht und eines kühlen Akkretionsringes

3.1 Qualitative Beschreibung des Modells

Grundkonzeption und Geometrie ist wie bei jedem anderen theoretischen Modell für kataklysmische Variable der allgemein bekannten Vorstellung über die Zusammensetzung eines solchen Systems entnommen (s. Abb. 1a). Das vorliegende Modell stützt sich jedoch auf folgende, von den Akkretionsscheibenmodellen entscheidend abweichende These:

Ein Weißer Zwergstern mit einer heliumreichen Atmosphäre und einer darauf liegenden optisch dünnen, wasserstoffreichen Schicht ist für einen Teil der Strahlung des Systems verantwortlich.

Dabei werden folgende Annahmen gemacht:

- a) Der Materiefluß von der Sekundärkomponente durch den inneren Lagrange Punkt des Systems ist vorübergehend oder endgültig zum Stillstand gekommen.
- b) Die Akkretionsscheibe ist deshalb relativ klein und kühl.
- c) Die kinematische Viskosität in der Akkretionsscheibe ist sehr gering.
- d) Die wasserstoffreiche Schicht auf der heliumreichen Atmosphäre des Weißen Zwergsternes ist heißer als diese, im Vergleich zu anderen Modellen aber relativ kühl und dünn.

Die Wasserstoffschicht besteht aus Materie, die aufgrund von Gravitationsenergieverlusten in der Akkretionsscheibe auf die Atmosphäre des Weißen Zwerges hinabspiralt ist. Sie wird in diesem Modell als Zuwachsschicht bezeichnet. Die Zuwachsschicht besitzt gegenüber den Außenschichten der Atmosphäre des Weißen Zwerges eine leicht erhöhte Temperatur und wird daher hier als Chromosphäre behandelt. Heliumreiche Photosphäre und wasserstoffreiche Chromosphäre zusammen bilden eine chemisch geschichtete Atmosphäre mit einer Unstetigkeitsstelle bzgl. Teilchendichte, Temperatur und Absorptionskoeffizienten zwischen den äußersten Regionen der ursprünglichen Atmosphäre des Weißen Zwerges und den innersten Regionen der Zuwachsschicht.

Da die Wasserstoffschicht geometrisch dünn ist, ist deren Masse hinreichend klein, um die Struktur der heliumreichen Photosphäre nicht zu zerstören. Wegen

der geringen kinematischen Viskosität in der Akkretionsscheibe spiralt nur wenig Materie in die Zuwachsschicht, so daß durch die dort wirkenden Dissipationsprozesse relativ wenig Energie freigesetzt wird. Diese Energie ist aber ausreichend, um eine gegenüber den Außenschichten der Photosphäre leicht erhöhte Temperatur zu erzeugen. Sie ist nicht groß genug, um harte UV- oder Röntgenstrahlung in diesen Regionen zu produzieren oder gar Kernprozesse am Boden der Schicht zuzulassen. Der Energieinput in die Zuwachsschicht stellt zudem einen wirksamen Mechanismus dar, die Vermischung der heliumreichen mit der wasserstoffreichen Materie durch Konvektion zu verhindern, da die Temperatur in der Atmosphäre hoch gehalten wird (Baglin et al, 1973). Eine weitere Barriere gegen das Einsetzen von Konvektion stellt die Unstetigkeitsstelle bzgl. des mittleren Molekulargewichts und der Temperatur in der Atmosphäre dar (Muchmore, 1982).

Die so gekennzeichnete Zuwachsschicht unterscheidet sich von der in der Literatur beschriebenen und in manche Akkretionsscheibenmodelle einbezogenen Grenzschicht. Letztere stellt eine Region im System dar, die als Nahtstelle zwischen massiven, heißen, schnell rotierenden Akkretionsscheibenschichten und wesentlich langsamer rotierender Atmosphäre des Weißen Zwerges durch Umsetzung von Rotations- in thermische Energie eine Temperatur von einigen Millionen Grad Kelvin erreichen kann. Die hier verwendete Zuwachsschicht dagegen ist im thermischen Gleichgewicht und grenzt nicht direkt an die Akkretionsscheibe. Wegen der geringen kinematischen Viskosität besitzt diese nämlich eher die Form eines Torus (deshalb auch in der Folge als Akkretionsring bezeichnet), wobei der Raum zwischen Ring und Zuwachsschicht mit dünnem, heißem Gas aufgefüllt ist.

Die Materie dieser Region wird durch die ionisierende Strahlung des Zentralsternes aufgeheizt und produziert - als heißestes Gebiet im System - die teilweise beobachtete harte UV- und Röntgenstrahlung. Ein heißer Fleck kann nur existieren, wenn der Materiefluß erst seit kürzerer Zeit beendet oder unterbrochen ist bzw. wenn Materie noch in geringem Umfang durch den inneren Lagrangeunkt des Systems strömt. In beiden Fällen spielt der Energieoutput des Heißen Flecks gegenüber dem der anderen Systemkomponenten keine Rolle.

Obwohl die strahlende Fläche des Akkretionsringes kleiner und die Temperaturen darin geringer sind als in herkömmlichen Modellen, ist die abgestrahlte Energie vergleichbar mit der des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht". Die Abstrahlung des Akkretionsringes erfolgt jedoch eher bei größeren Wellenlängen ($\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$).

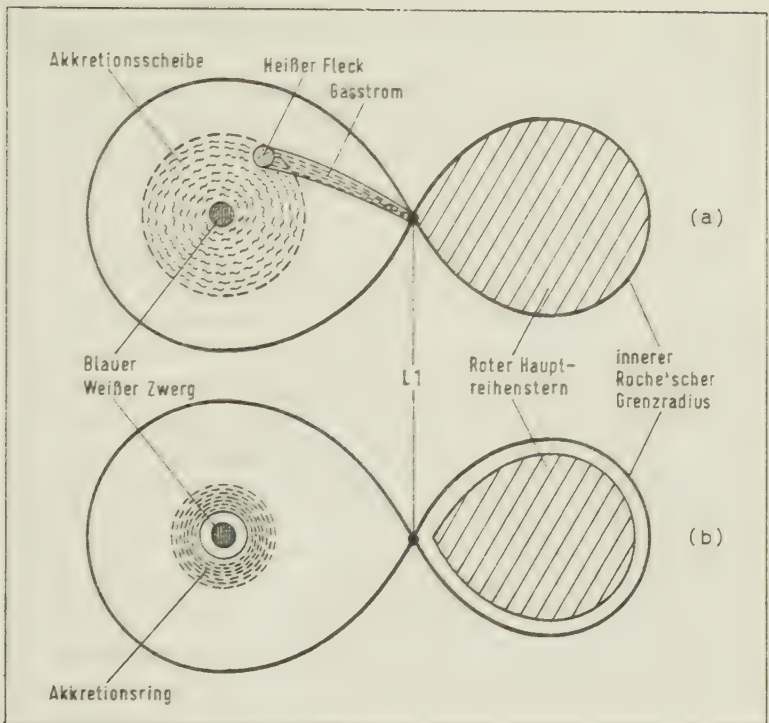


Abbildung 1: Grundschemata des Aufbaus eines typischen kataklysmischen Systems, Blickwinkel senkrecht zur Bahnebene. a) Eruptives System mit einem seine Roche'sche Grenzfläche ausfüllenden Hauptreihenstern (Sekundärkomponente), einem Materiestrom durch den inneren Lagrangepunkt des Systems L_1 , einem Heißen Fleck und einer großen, bis zur Oberfläche des Zentralsternes hinabreichenden Akkretionsscheibe. b) Nicht-eruptives System ohne Materiestrom und Heißen Fleck, mit einer kleineren Sekundärkomponente, einem Akkretionsring mit relativ kleinem äußeren Radius und einer Zuwachsschicht auf der Oberfläche des Weißen Zwerges (Primärkomponente).

Der kühle Hauptreihenstern liefert im vorliegenden Modell keinen Beitrag zur Gesamtstrahlung. Da er keine Materie durch den inneren Lagrangepunkt des Systems abgibt, füllt er nicht seine Roche'sche Grenzfläche aus. Andererseits kann sein Gleichgewichtsradius auch nicht wesentlich unter dem Grenzwert liegen, da die geringen Ausmaße des Akkretionsringes auf einen noch nicht

abgeschlossenen Entwicklungsprozeß der roten Sekundärkomponente (Aufblähen zu einem Riesenstern) hinweisen. Wenn diese auch im Spektrum unsichtbar bleibt, kann sie bei entsprechend großem Neigungswinkel des Systems zum Beobachter ($i \gtrsim 75^\circ$) infolge ihres Radius Teile des Akkretionsringes, bei bestimmten Phasen den Heißen Fleck (wenn vorhanden) und sogar das System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" (für i nahe 90°) bedecken und so indirekten Einfluß auf die Abstrahlung des Systems nehmen (s. Abb. 1b).

Die Anwendung des beschriebenen Modells liegt im Bereich energieärmer, nicht-eruptiver novaähnlicher Systeme. Es beschreibt einen quasistationären Zustand, der das Aussehen des Systems zu bestimmten Phasen der Umlaufperiode widerspiegeln kann. Periodisch variable Strukturen im Spektrum ergeben sich durch unterschiedliche Blickwinkel des Beobachters zum System, wodurch relative Geschwindigkeitsverschiebungen, Bedeckungen und Inhomogenitäten einzelner Komponenten des Systems zum Tragen kommen. Eine Quelle der Variabilität stellt auch die Zuwachsschicht dar, wenn man berücksichtigt, daß die wasserstoffreiche Materie sich näherungsweise in der Bahnebene des Systems auf der Oberfläche des Weißen Zwergsternes anlagert und sich erst nach einem - relativ zur Existenz des Massentransportprozesses - langen Zeitraum zu einer sphärisch homogenen Schicht verteilt (Kippenhahn et al, 1978).

3.2 Kompatibilität des Modells mit den Beobachtungen

Gemäß der Klassifizierung in Abschnitt 2.2 stellt das vorliegende Modell eine Möglichkeit dar, ein kataklysmisches Doppelsternsystem durch Hypothese b zu beschreiben.

Das kurzwellige Kontinuum und die Absorptionslinien mit den aufgesetzten Emissionskomponenten des Wasserstoff und des neutralen Helium entstehen in dem System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht". Der Gradient des kurzwelligen Kontinuums gleicht dem der Atmosphäre eines typischen Weißen Zwergsternes, der kleine Wert für den Balmersprung und die geringe Tiefe der Linienstruktur erklären sich mit einer chemisch geschichteten Atmosphäre im Modell. Die extrem weit vom Linienzentrum hinausreichenden Flügel der Absorptionslinien weisen auf einen Entstehungsort in den sehr dichten Schichten der Atmosphäre des Weißen Zwerges (Stoßdämpfung ist dominierender Verbreiterungsmechanismus), das Auffüllen des Linienkerns durch Emission geschieht in der vorgelagerten chromosphärischen Zuwachsschicht. Die etwa gleich starken Äquivalentbreiten von Balmer- und neutralen Heliumlinien lassen sich bei entsprechender chemischer Zusammensetzung der Atmosphäre in der Modellrechnung reproduzieren. Durch Ausnutzung der Eigenschaften des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" sind die diesem Objekt zugeschriebenen Beobachtungsstrukturen in befriedigender Weise zu erklären.

Der Akkretionsring ist im Modell für das langwellige Kontinuum, die Resonanzlinien des einfach ionisierten Kalzium und evtl. für einen kleinen Beitrag im Zentrum der Balmerlinien verantwortlich. Als kühles Objekt strahlt er den Hauptteil seiner Energie bei Wellenlängen ab, bei denen das System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" nur noch einen geringen Beitrag zum Spektrum liefert. Der sich ergänzende Energieoutput der blauen und der roten Komponente macht das flache Kontinuum vom UV bis zum IR verständlich. Die relativ breiten Profile der CaII-Linien lassen ihren Entstehungsort in Schichten vermuten, in denen die effektive Schwerebeschleunigung größer als in der Atmosphäre eines Hauptreihensternes ist. Derartige Verhältnisse sind durch das Modell in den inneren, dichten, dem Zentralobjekt nahen Teilen des Akkretionsringes gegeben, wo geringe Temperaturen starke Kalziumlinien erwarten lassen. Die durch das System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" gebildeten Absorptionslinienprofile können durch die Strahlung des Akkretionsringes im Kern leicht modifiziert werden. Die Linienflügel bleiben jedoch unbeeinflusst, da Doppler- und Druckverbreiterung nicht besonders effizient in den Schichten des Akkretionsringes sind.

Dieses Modell kann zunächst nicht die Linien höherangeregter Ionen wiedergeben. Die einzige heiße Region des durch das Modell beschriebenen Systems ist der mit dünnem Gas ausgefüllte Raum zwischen Akkretionsring und Zuwachsschicht. Die Aufheizung durch die Strahlung des Zentralobjekts führt zu einer koronaartigen Region, die die Voraussetzungen mitbringt, Linien des HeII, CIII, CIV, NV und SiIV zu produzieren. Die oftmals in kataklysmischen Systemen gemessene Röntgenstrahlung könnte ebenfalls aus diesem Gebiet stammen.

Dynamische Prozesse wie Akkretion können mit dem Modell nicht berechnet werden. Simuliert werden kann jedoch ein stationärer Zustand, in dem - durch Dissipation von Rotationsenergie der Materie bedingt - die Temperatur am Außenrand der Zuwachsschicht erhöht wird. Die mit einem solchen Vorgehen zu erwartende leichte Variation der Emissionsstärke (einhergehend mit einer Profiländerung) stellt eine typische Struktur in Spektren novaähnlicher Systeme dar. Die mit dem Bahnnumlauf periodisch auftretende Variabilität in den Linien bestätigt das Modell, da durch im System weiter außen liegende und flächenmäßig wesentlich größere Systemkomponenten gebildete Linien, wie CaII und auch HeII, eine weitaus stärkere Schwankung in der Äquivalentbreite besitzen als die Linien des HII und HeI. Für letztere Linien ist der Einfluß durch Bedeckungen und Inhomogenitäten daher geringer.

Eine Neigung der Bahnebene des Systems zum Beobachter führt zu einer Verschiebung der Anteile zur Gesamtstrahlung zwischen Zentralobjekt und Akkretionsring. Einer Reduzierung der strahlenden Fläche des Akkretionsringes steht im Modell eine Teilbedeckung des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" gegenüber. Trotzdem tritt keine wesentliche Abhängigkeit zwischen Kontinuum und Linienprofilen auf der einen Seite und Bahnneigung auf der anderen Seite auf. Wäre eine starke Abhängigkeit vorhanden, müßten z. B. Kontinuumsgradienten und Balmersprung beobachteter novaähnlicher Systeme eine große Streubreite in den Werten haben. Das ist jedoch nicht der Fall.

3.3 Konstruktion des Modells

3.3.1 Modellatmosphären von Weißen Zwergsternen

Grundlage der Modellrechnung sind Modellatmosphären für heliumreiche Weiße Zwergsterne des Spektraltyps DB (für die Begründung s. Abschnitt 1). Verwendet werden hier Atmosphärenmodelle, die sich bereits zur Interpretation von Spektren heliumreicher Weißer Zwergsterne als geeignet erwiesen haben (Bues, 1970 u. 1980). Die Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dF_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = I_{\nu} - S_{\nu} \quad (4)$$

mit F_{ν} = monochromatischer Strahlungsstrom, I_{ν} = mittlere Intensität, S_{ν} = Ergiebigkeit, τ_{ν} = optische Tiefe bei der Frequenz ν , wurde dabei unter den Annahmen des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts

$$S_{\nu} = B_{\nu} \quad (5)$$

mit B_{ν} = Kirchhoff-Planck-Funktion bei der Frequenz ν , des hydrostatischen Gleichgewichts

$$\frac{dP_g}{d\tau_{\nu}} = \frac{g \cdot \rho}{\kappa_{\nu}} \quad (6)$$

mit P_g = Gasdruck, g = Schwerebeschleunigung, ρ = Dichte, κ_{ν} = Absorptionskoeffizient bei der Frequenz ν , frequenzabhängiger Kontinuumsabsorptionskoeffizienten in allen Tiefen und mit der Bedingung der Konstanz des Strahlungsstroms

$$\int F_{\nu} d\nu = \text{const. für alle } \tau \quad (7)$$

gelöst, wobei die Korrektur der Temperaturschichtung nach dem Iterationsverfahren von Lucy (1964) durchgeführt wurde. Streuung durch freie Elektronen sowie der Blanketingeffekt der HeI-Linien im Sichtbaren und nahen UV wurden berücksichtigt. Energietransport durch Konvektion ist vernachlässigt; Non-LTE Effekte sind bei den verwendeten Werten für die Schwerebeschleunigung nicht relevant.

Durch Hinzunahme weiterer aufgelagerter, wasserstoffreicher Schichten könnte sich eine so berechnete Temperatur- und Druckschichtung verändern. Muchmore (1982), der die Struktur von chemisch geschichteten Atmosphären für Weiße

Zwerge untersuchte und Kontinuumspektren mit seinen Modellen berechnete, hat jedoch gezeigt, daß bei hinreichend kleiner Masse der Wasserstoffschicht ($M_H \approx 10^{-16} M_{WZ}$, $WZ \triangleq$ Weißer Zwerg) und optischen Tiefen der Diskontinuitätsstelle von $\approx 10^{-2}$ bis nahe an die Oberfläche der äußersten Heliumschicht keine wesentliche Änderung der Temperaturschichtung erfolgte. Daher ist es vernünftig, die so berechnete heliumreiche Modellschichtung als Grundlage für das folgende numerische Verfahren zu verwenden.

3.3.2 Ankoppelung einer atmosphärischen Zuwachsschicht

Der zweite Schritt der Modellrechnung liegt in der Bestimmung der physikalischen Parameter einer chromosphärischen Zuwachsschicht. Für diese wird angenommen, daß sie auf der Atmosphäre des Weißen Zwergsternes liegt und mit ihr im Strahlungsgleichgewicht steht. Die Grenze zwischen beiden Atmosphären teilen stellt eine Unstetigkeitsstelle bei dem Radius R_g bzgl. chemischer Zusammensetzung, Teilchendichte, Absorptionsverhalten und Temperatur dar. Sei μ das mittlere Molekulargewicht, N die Teilchendichte, $\bar{\kappa}$ die Rosseland'sche Opazität und T die Temperatur, so wird die Unstetigkeitsstelle durch

$$\begin{aligned} \lim_{R \rightarrow R_g^-} \mu &> \lim_{R \rightarrow R_g^+} \mu \\ \lim_{R \rightarrow R_g^-} N &\approx \lim_{R \rightarrow R_g^+} N \\ \lim_{R \rightarrow R_g^-} \bar{\kappa} &< \lim_{R \rightarrow R_g^+} \bar{\kappa} \\ \lim_{R \rightarrow R_g^-} T &< \lim_{R \rightarrow R_g^+} T \end{aligned} \quad (8)$$

charakterisiert ($R \rightarrow R_g^-$ heißt: sich von innen dem Grenzradius nähernd, $R \rightarrow R_g^+$ entsprechend: von außen). Das quantitative Verhalten der vier Zustandsgrößen am Grenzradius R_g ist für eine typische Modellatmosphäre in Abbildung 2 gegeben.

Die Zuwachsschicht wird planparallel und punktsymmetrisch bzgl. des Weißen Zwergsternes gerechnet. Als Maß für ihre Ausdehnung wird etwa die geometrische Tiefe der darunterliegenden heliumreichen Modellatmosphäre verwendet. Der Einfachheit halber wird die Zuwachsatmosphäre - ähnlich der des Weißen Zwerges - in kleine, gleichgroße Schichten unterteilt.

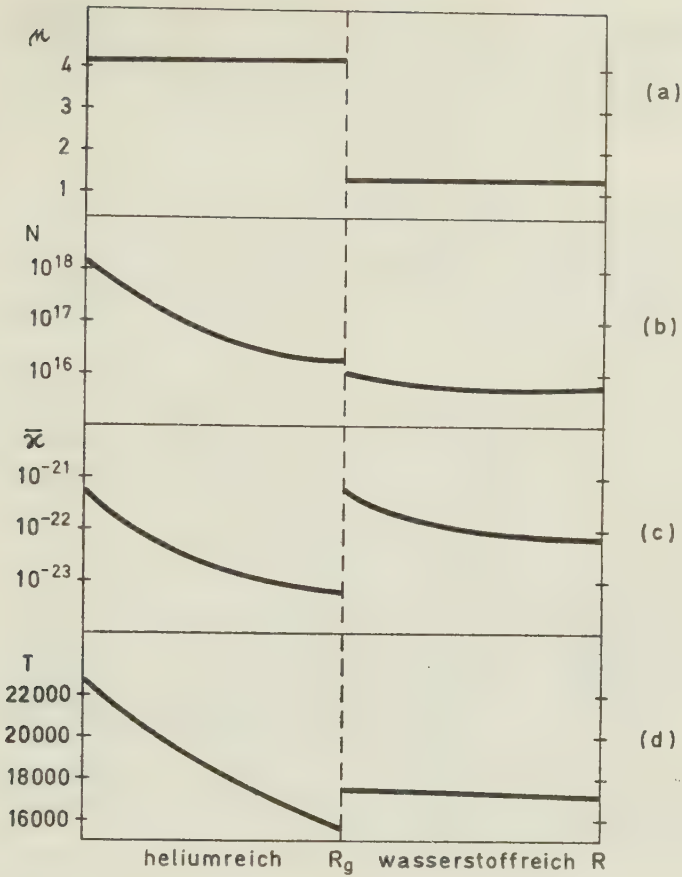


Abbildung 2: Änderungen der Zustandsgrößen a) mittleres Molekulargewicht, b) Teilchendichte, c) Rosselandsche Opazität und d) Temperatur als Funktion der Tiefe (Radius) einer typischen chemisch geschichteten Atmosphäre (für detaillierte Zahlenwerte s. auch Tab. 2).

Freie Parameter der zu bestimmenden Zuwachsschicht sind lediglich die Temperatur T_{ZS} ($ZS \triangleq$ Zuwachsschicht) und die Teilchendichte N_{ZS} in der untersten Teilschicht. Hat man deren Werte einmal bestimmt, so erhält man Temperatur- und Dichtegradiënten in der wasserstoffreichen Schicht folgendermaßen: Für

chemisch geschichtete Atmosphären Weißer Zwergsterne wurden Modelle berechnet, deren außenliegende, wasserstoffreiche Schicht - zumindest wenn sich der Grenzradius in optisch dünnen Regionen befindet - einen nahe bei 0 liegenden Temperaturgradienten besitzt (Muchmore, 1982), also

$$\frac{dT}{dR} \approx 0 \quad \text{für } R > R_g. \quad (9)$$

Dieses für optisch dünne Atmosphärentteile durchaus sinnvolle Ergebnis wird hier desweiteren zugrundegelegt. In der nahezu isothermen Atmosphäre gilt für die Dichte- und Druckverteilung nach wie vor das hydrostatische Gleichgewicht (Gl. 6), die geänderten Opazitäten κ werden aus zuvor berechneten Tabellen interpoliert (s. Abschnitt 4.1).

Muchmore errechnet in seinen Photosphärenmodellen mit Effektivtemperaturen von 30000 bzw. 50000 K Temperatursprünge an der Diskontinuitätsstelle der Atmosphäre von einigen 1000 K. Dabei liegt die Temperatur an der Oberfläche der heliumreichen Schicht niedriger als in nicht geschichteten Modellen, am Boden der wasserstoffreichen Schicht jedoch höher. Verstanden werden kann dies als Effekt einer unterschiedlich starken Koppelung an das Strahlungsfeld. Das qualitative Bild wird im vorliegenden Modell dahingehend modifiziert, daß die Erhöhung der Temperatur in der wasserstoffreichen Zuwachsschicht - anders als in Muchmore's Modellen - durch einen Energieinput einer noch zu klärenden Herkunft bewirkt wird. Das Strahlungsfeld wird als im wesentlichen homogen betrachtet, so daß die Temperatur- und Druckschichtung in den obersten heliumreichen Schichten unverändert gegenüber der "nackten" Atmosphäre des Weißen Zwerges übernommen werden kann. Die Diskontinuität am Grenzradius erfährt dadurch eine schwächere Ausprägung.

Eine Energiequelle in der Zuwachsschicht stellt die Dissipation von Rotationsenergie der dünnen Materie zwischen Akkretionsring und Zuwachsschicht auf der Oberfläche der chemisch geschichteten Atmosphäre dar. Obwohl Dissipationsprozesse auch in Akkretionsscheibenmodellen für die von Grenzschichten abgestrahlte sehr hohe Energie herangezogen werden (Lynden-Bell et al, 1974; Pringle, 1977; Tylenda, 1977), ist die dort verwendete Grenzschicht der hier konstruierten Zuwachsschicht nicht gleichzusetzen. Akkretionsrate, kinematische Viskosität und Dichte der rotierenden Gase haben im vorliegenden Modell einen um mehrere Zehnerpotenzen niedrigeren Wert. Die Temperaturerhöhung kann daher nur bis zu einigen 1000 K betragen, während die sonst berechneten Grenzschichten auf einige 10^6 K aufgeheizt werden können.

Die in der Zuwachsschicht freigesetzte Energie entspricht der Differenz der Rotationsenergie von nahe der Oberfläche des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" kreisender und der sich auf der Oberfläche des Zentralobjekts anlagernder Materie, also gerade dem Verlust von Drehmoment dieser Materie:

$$E_{\text{dis}} = \frac{1}{2} (\Theta_K \cdot \omega_K^2 - \Theta_0 \cdot \omega_0^2) \quad (10)$$

mit E_{dis} = Dissipationsenergie, Θ = Trägheitsmoment, ω = Winkelgeschwindigkeit, Index $k \cong$ Keplerbahn nahe der Oberfläche des Systems und Index $0 \cong$ Oberfläche des Systems. Sei nun das Gravitationsfeld des Zentralobjekts durch eine Punktmasse erzeugt gedacht und die Differenz $\Theta_K - \Theta_0$ bzw. $R_K - R_0$ vernachlässigbar klein, so wird mit

$$\Theta = F_M \cdot R^2 \text{ und } \omega = \left(\frac{G \cdot M}{R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

GL. 10 zu

$$E_{\text{dis}} = \frac{G \cdot M \cdot F_M}{2 \cdot R_K} \cdot \left[1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_K} \right)^2 \right] \quad (12)$$

mit G = Gravitationskonstante, M = Masse des Zentralobjekts, F_M = nach innen gerichteter Materiefluß und R_K = Radius der Keplerbahn. Rotiert das System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" nicht, so fällt der Klammerterm in Gl. 12 weg. Dieser Spezialfall wird hier desweiteren verwendet.

Eine untere Grenze für die Temperatur in der Zuwachsschicht erhält man, wenn man für den optisch dicken Fall das Stephan-Boltzmann-Gesetz anwendet. Sei T_{dis} die durch die Dissipationsprozesse produzierte Temperatur, dann ist

$$\sigma \cdot T_{\text{dis}}^4 = \frac{E_{\text{dis}}}{4 \pi \cdot \xi \cdot R \cdot D} \quad (13)$$

mit ξ = effektiver Anteil der Fläche der Zuwachsschicht an der Oberfläche des Weißen Zwerges und D = Dicke der Zuwachsschicht. Die Temperatur T_0 an der Oberfläche der heliumreichen Schicht, direkt unterhalb des Grenzzadius, ist gegeben durch

$$\sigma \cdot T_0^4 = \sigma \cdot (T_{\text{eff}} \cdot x)^4 = \pi \cdot F \cdot x^4, \quad (14)$$

wobei σ = Strahlungskonstante, T_{eff} = Effektivtemperatur der heliumreichen Atmosphäre des Weißen Zwerges, $x = T_0/T_{\text{eff}}$ und F = integrierter Strahlungs-

strom bedeutet. Dann berechnet sich eine über die Zuwachsschicht gleichmäßig verteilt gedachte Temperatur T_{ZS} durch

$$\sigma \cdot T_{ZS}^4 = \sigma \cdot (T_0 + \Delta T_0)^4 = \pi \cdot F \cdot x^4 + \frac{E_{dis}}{4\pi \cdot \xi \cdot R \cdot D} \quad (15)$$

mit $\Delta T_0 = T_{ZS} - T_0 =$ Temperaturerhöhung an der Grenze zwischen heliumreicher und wasserstoffreicher Schicht. Wegen Gl. 14 läßt sich die Temperaturerhöhung ΔT_0 auch ohne Kenntnis des Gesamtstrahlungsstroms in der Atmosphäre ermitteln, es gilt nämlich

$$\Delta T_0^4 + 4\Delta T_0^3 \cdot T_0 + 6\Delta T_0^2 \cdot T_0^2 + 4\Delta T_0 \cdot T_0^3 = \frac{E_{dis}}{4\pi \cdot \sigma \cdot \xi \cdot R \cdot D} \quad (16)$$

oder, wenn man das Polynom 4. Grades mit $P(\Delta T_0)$ abkürzt und Gl. 12 benutzt:

$$P(\Delta T_0) = \frac{G \cdot M \cdot F_M}{8\pi \cdot \xi \cdot R^2 \cdot D \cdot \sigma} \quad (17)$$

Wählt man für das Modell typische Werte, $M = 0.6 M_\odot$, $\xi = 0.3$, $R = 8 \cdot 10^8$ cm, $D = 10^5$ cm, $F_M = 10^8 - 10^9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ (ein gegenüber dem in Akkretionsscheibenmodellen verwendeten um ca. einen Faktor 10^{10} erniedrigter Wert!, s. auch Abschnitt 3.3.3) und $T_0 = 15000$ K für die Oberflächentemperatur der heliumreichen Atmosphäre eines Weißen Zwerges mit einer Effektivtemperatur von 21000 K, so beträgt ΔT_0 einige hundert bis zu einigen tausend Grad Kelvin. Dieser Wertebereich deckt sich weitgehend mit den Ergebnissen von Muchmore's Modellatmosphärenrechnungen, so daß sich - auch wenn die Temperaturerhöhungen beider theoretischer Modelle unterschiedliche Ursachen haben - Folgerungen für die Struktur der Atmosphäre für die hier vorliegende Theorie übernehmen lassen. Die Temperaturerhöhung wird über die Zuwachsschicht gleichmäßig verteilt angenommen. Da jedoch der Energieinput am Rande der Schicht wirksamer ist, sollte ein dadurch verursachter Temperaturgradient eine relativ zum atmosphärischen gegenläufige Tendenz aufweisen. Die Näherung $dT/dR \approx 0$ wird dadurch bestätigt.

Der bei der Abschätzung des Maßes der Temperaturerhöhung in der Zuwachsschicht verwendete Wert für den Materiefluß ist stark abhängig von der in ihrem Wirken noch weitgehend unbekannten kinematischen Viskosität. Diese wird hier als sehr gering angenommen. Es besteht nämlich ein wahrscheinlicher Zusammenhang zwischen der Masse des Akkretionsringes und der Effizienz des

Massentransports darin (Osaki, 1974; Bath et al, 1982). Die Masse des Akkretionsringes ist jedoch relativ klein und, da keine Materie von der Sekundärkomponente nachströmt, ist keine Erhöhung der kinematischen Viskosität zu erwarten.

Ein extrem niedriger Wert für den Materiefluß vom Akkretionsring in die Zuwachsschicht (für stationäre Modelle ist dieser Wert identisch mit dem für den Materiefluß von der Sekundärkomponente durch den inneren Lagrange punkt des Systems) von $F_M = 10^8 - 10^9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ führt bei einem seit einigen Jahrzehnten anhaltenden Massenzuwachsprozeß zu einer Masse der Zuwachsschicht $M_{ZS} \approx 10^{-17} - 10^{-16} M_{WZ}$. Diese ist damit hinreichend dünn, um die atmosphärische Struktur der darunterliegenden heliumreichen Schichten nicht zu zerstören. Denkt man sich die Materie näherungsweise gleichmäßig über die Zuwachsschicht verteilt, so erhält man eine Teilchendichte

$$N_{ZS} = \frac{M_{ZS} \cdot L}{4\pi \cdot \xi \cdot R^2 \cdot D \cdot \mu} \quad (18)$$

mit L = Loschmidt-Zahl. Setzt man die oben verwendeten Werte ein, so erhält man eine für die Modelle typische Dichte am Boden der Zuwachsschicht von ca. $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, d. h. einen mit einer Dichte der Oberflächenschichten der heliumreichen Atmosphäre vergleichbaren Wert (s. auch Abb. 2).

In der Modellrechnung besitzt die wasserstoffreiche Zuwachsschicht nur eine Ausdehnung von einigen hundert Metern. Eine Verlängerung bis zu für die qualitativen Abschätzungen verwendeten Werten hat keinen wesentlichen Einfluß auf das Aussehen des berechneten Spektrums und kann durch erhöhte Werte für die Parameter am Boden der Zuwachsschicht simuliert werden. Ähnlich verhält es sich mit der Dicke der Teilschichten der Zuwachsatmosphäre, die für die Modellrechnung konstant gehalten wird. Eine variierte Breite kann auch in diesem Fall durch veränderte Parameter am Boden der Zuwachsschicht simuliert werden.

Drei Beispiele für die dem numerischen Verlauf zugrundegelegten Modellatmosphären zeigen die Tabellen 1 bis 3. Neben den Zustandsgrößen für die Atmosphäre des Weißen Zwerges werden dort die Werte für die chemische Zusammensetzung beider Atmosphärenteile (He / H bzw. Me / H) sowie Dichte und Temperatur am Boden der Zuwachsschicht ($N(D1)$ bzw. $T(D1)$) und der Temperaturgradient gegeben. In Tabelle 3 sind zusätzlich entsprechende Werte

Tabelle 1: Chemisch geschichtete Modellatmosphäre

TEFF * 18000.0
LOG G = 8.00

ANZAHL DER HELIUM-ATMOSPHAERENSCHICHTEN : 21
HE/H = 1.0^m+5 ME/H = 2.0^m-3

ANZAHL DER WASSERSTOFF-ZUWACHSSCHICHTEN : 20
RELATIVE MASSE DER WASSERSTOFF-ZUWACHSSCHICHTEN : 1.7^m-17
HE/H = 1.0^m-1 ME/H = 2.0^m-3
N(D1) = 16.0 T(D1) = 0.82 T - GRADIENT : -10

ANZAHL DER DEN MASSENFLUSS SIMULIERENDEN SCHICHTEN : 0

SCHICHT	TAU	THETA	LPG	LPE	NK	LKAP
1 ZS	0.00 ^m +0	0.346	+4.013	+3.682	2.73 ^m +15	-22.223
2 ZS	1.74 ^m -4	0.346	+4.044	+3.713	2.94 ^m +15	-22.196
3 ZS	3.74 ^m -4	0.345	+4.076	+3.744	3.16 ^m +15	-22.169
4 ZS	6.04 ^m -4	0.345	+4.108	+3.775	3.40 ^m +15	-22.141
5 ZS	8.66 ^m -4	0.345	+4.140	+3.806	3.66 ^m +15	-22.114
6 ZS	1.17 ^m -3	0.345	+4.171	+3.837	3.94 ^m +15	-22.087
7 ZS	1.51 ^m -3	0.344	+4.203	+3.868	4.24 ^m +15	-22.060
8 ZS	1.91 ^m -3	0.344	+4.234	+3.899	4.56 ^m +15	-22.033
9 ZS	2.36 ^m -3	0.344	+4.266	+3.930	4.91 ^m +15	-22.006
10 ZS	2.88 ^m -3	0.344	+4.297	+3.961	5.28 ^m +15	-21.979
11 ZS	3.47 ^m -3	0.344	+4.329	+3.991	5.68 ^m +15	-21.952
12 ZS	4.14 ^m -3	0.343	+4.360	+4.021	6.12 ^m +15	-21.927
13 ZS	4.92 ^m -3	0.343	+4.391	+4.051	6.59 ^m +15	-21.902
14 ZS	5.79 ^m -3	0.343	+4.422	+4.081	7.10 ^m +15	-21.877
15 ZS	6.80 ^m -3	0.343	+4.454	+4.111	7.64 ^m +15	-21.853
16 ZS	7.94 ^m -3	0.342	+4.485	+4.140	8.23 ^m +15	-21.826
17 ZS	9.24 ^m -3	0.342	+4.516	+4.170	8.86 ^m +15	-21.804
18 ZS	1.07 ^m -2	0.342	+4.547	+4.199	9.54 ^m +15	-21.779
19 ZS	1.24 ^m -2	0.342	+4.578	+4.229	1.03 ^m +16	-21.755
20 ZS	1.43 ^m -2	0.341	+4.609	+4.259	1.11 ^m +16	-21.730
21 WZ	1.50 ^m -2	0.367	+5.708	+3.575	2.67 ^m +17	-23.822
22 WZ	1.60 ^m -2	0.364	+5.922	+3.725	4.34 ^m +17	-23.743
23 WZ	2.00 ^m -2	0.357	+6.239	+3.982	8.85 ^m +17	-23.606
24 WZ	2.40 ^m -2	0.353	+6.379	+4.108	1.21 ^m +18	-23.530
25 WZ	3.40 ^m -2	0.346	+6.563	+4.295	1.81 ^m +18	-23.394
26 WZ	5.40 ^m -2	0.338	+6.738	+4.493	2.64 ^m +18	-23.230
27 WZ	7.40 ^m -2	0.332	+6.833	+4.624	3.23 ^m +18	-23.100
28 WZ	9.40 ^m -2	0.327	+6.895	+4.724	3.66 ^m +18	-23.002
29 WZ	1.14 ^m -1	0.322	+6.940	+4.817	4.00 ^m +18	-22.913
30 WZ	2.14 ^m -1	0.306	+7.058	+5.103	4.97 ^m +18	-22.654
31 WZ	3.14 ^m -1	0.294	+7.114	+5.291	5.44 ^m +18	-22.486
32 WZ	5.14 ^m -1	0.279	+7.175	+5.526	5.86 ^m +18	-22.235
33 WZ	7.14 ^m -1	0.267	+7.208	+5.711	6.00 ^m +18	-22.035
34 WZ	8.14 ^m -1	0.263	+7.220	+5.775	6.05 ^m +18	-21.973
35 WZ	1.01 ^m +0	0.255	+7.238	+5.902	6.05 ^m +18	-21.858
36 WZ	1.61 ^m +0	0.239	+7.269	+6.102	5.95 ^m +18	-21.675
37 WZ	2.01 ^m +0	0.232	+7.284	+6.187	5.90 ^m +18	-21.591
38 WZ	3.01 ^m +0	0.213	+7.311	+6.454	5.39 ^m +18	-21.313
39 WZ	4.01 ^m +0	0.203	+7.329	+6.613	5.03 ^m +18	-21.160
40 WZ	6.01 ^m +0	0.187	+7.353	+6.738	4.59 ^m +18	-21.119
41 WZ	8.01 ^m +0	0.177	+7.373	+6.812	4.36 ^m +18	-21.095

Tabelle 2: Chemisch geschichtete Modellatmosphäre

TEFF = 21000.0
LPG G = 8.00

ANZAHL DER HELIUM-ATMOSPHAERENSCHICHTEN : 21
HE/H = 1.0^{-3} ME/H = 2.0^{-3}

ANZAHL DER WASSERSTOFF-ZUWACHSSCHICHTEN : 20
RELATIVE MASSE DER WASSERSTOFF-ZUWACHSSCHICHTEN : 3.6^{-17}
HE/H = 1.0^{-1} ME/H = 2.0^{-3}
H(D1) = 16.3 T(D1) = 0.79 T - GRADIENT : -10

ANZAHL DER DEN MASSENFLUSS SIMULIERENDEN SCHICHTEN : 0

SCHICHT	TAU	THETA	LPG	LPE	NK	LKAP
1 ZS	0.00 ⁺ 0	0.307	+4.430	+4.103	6.29 ⁺ 15	-22.119
2 ZS	5.07 ⁻ 4	0.307	+4.458	+4.130	6.71 ⁺ 15	-22.095
3 ZS	1.08 ⁻ 3	0.307	+4.486	+4.158	7.17 ⁺ 15	-22.070
4 ZS	1.73 ⁻ 3	0.307	+4.514	+4.186	7.65 ⁺ 15	-22.046
5 ZS	2.46 ⁻ 3	0.307	+4.543	+4.213	8.17 ⁺ 15	-22.021
6 ZS	3.28 ⁻ 3	0.306	+4.571	+4.241	8.71 ⁺ 15	-21.997
7 ZS	4.21 ⁻ 3	0.306	+4.599	+4.268	9.30 ⁺ 15	-21.973
8 ZS	5.26 ⁻ 3	0.306	+4.627	+4.296	9.92 ⁺ 15	-21.949
9 ZS	6.45 ⁻ 3	0.306	+4.655	+4.323	1.06 ⁺ 16	-21.924
10 ZS	7.78 ⁻ 3	0.306	+4.683	+4.351	1.13 ⁺ 16	-21.900
11 ZS	9.29 ⁻ 3	0.305	+4.710	+4.378	1.26 ⁺ 16	-21.876
12 ZS	1.10 ⁻ 2	0.305	+4.738	+4.406	1.28 ⁺ 16	-21.851
13 ZS	1.29 ⁻ 2	0.305	+4.766	+4.433	1.37 ⁺ 16	-21.827
14 ZS	1.51 ⁻ 2	0.305	+4.794	+4.461	1.46 ⁺ 16	-21.803
15 ZS	1.75 ⁻ 2	0.305	+4.822	+4.488	1.56 ⁺ 16	-21.775
16 ZS	2.03 ⁻ 2	0.305	+4.849	+4.515	1.66 ⁺ 16	-21.755
17 ZS	2.33 ⁻ 2	0.304	+4.877	+4.542	1.77 ⁺ 16	-21.732
18 ZS	2.68 ⁻ 2	0.304	+4.905	+4.566	1.89 ⁺ 16	-21.709
19 ZS	3.07 ⁻ 2	0.304	+4.932	+4.595	2.02 ⁺ 16	-21.686
20 ZS	3.51 ⁻ 2	0.304	+4.960	+4.622	2.15 ⁺ 16	-21.663
21 WZ	3.59 ⁻ 2	0.322	+5.014	+3.797	4.49 ⁺ 16	-23.106
22 WZ	3.68 ⁻ 2	0.319	+5.246	+3.974	7.65 ⁺ 16	-23.018
23 WZ	4.08 ⁻ 2	0.313	+5.591	+4.247	1.67 ⁺ 17	-22.869
24 WZ	4.48 ⁻ 2	0.310	+5.741	+4.371	2.35 ⁺ 17	-22.802
25 WZ	5.48 ⁻ 2	0.304	+5.928	+4.555	3.54 ⁺ 17	-22.683
26 WZ	7.48 ⁻ 2	0.297	+6.102	+4.728	5.17 ⁺ 17	-22.572
27 WZ	9.48 ⁻ 2	0.292	+6.203	+4.837	6.41 ⁺ 17	-22.496
28 WZ	1.15 ⁻ 1	0.287	+6.273	+4.934	7.38 ⁺ 17	-22.418
29 WZ	1.35 ⁻ 1	0.284	+6.325	+5.002	8.22 ⁺ 17	-22.364
30 WZ	2.35 ⁻ 1	0.270	+6.473	+5.266	1.08 ⁺ 18	-22.110
31 WZ	3.35 ⁻ 1	0.260	+6.545	+5.452	1.20 ⁺ 18	-21.923
32 WZ	5.35 ⁻ 1	0.247	+6.615	+5.655	1.30 ⁺ 18	-21.732
33 WZ	7.35 ⁻ 1	0.236	+6.658	+5.768	1.34 ⁺ 18	-21.663
34 WZ	8.35 ⁻ 1	0.233	+6.675	+5.806	1.37 ⁺ 18	-21.637
35 WZ	1.03 ⁺ 0	0.226	+6.704	+5.894	1.39 ⁺ 18	-21.566
36 WZ	1.63 ⁺ 0	0.210	+6.767	+6.125	1.36 ⁺ 18	-21.358
37 WZ	2.03 ⁺ 0	0.203	+6.796	+6.241	1.32 ⁺ 18	-21.251
38 WZ	3.03 ⁺ 0	0.187	+6.846	+6.367	1.26 ⁺ 18	-21.247
39 WZ	4.03 ⁺ 0	0.178	+6.886	+6.434	1.27 ⁺ 18	-21.259
40 WZ	6.03 ⁺ 0	0.163	+6.960	+6.564	1.28 ⁺ 18	-21.249
41 WZ	6.03 ⁺ 0	0.153	+7.037	+6.691	1.32 ⁺ 18	-21.190

Tabelle 3: Chemisch geschichtete Modellatmosphäre mit einer zusätzlichen, den Akkretionsprozeß simulierenden Außenschicht

TEFF = 21000.0
LOG G = 8.00

ANZAHL DER HELIUM-ATMOSPHAERENSCHICHTEN : 21
HE/H = 1.0^{m+3} ME/H = 2.0^{m+3}

ANZAHL DER WASSERSTOFF-ZUWACHSSCHICHTEN : 20
RELATIVE MASSE DER WASSERSTOFF-ZUWACHSSCHICHTEN : 4.5^{m-16}
ME/H = 1.0^{m-1} ME/H = 2.0^{m+3}
N(D1) = 17.3 T(D1) = 0.74 T = GRADIENT : -100

ANZAHL DER DEN MASSENFLUSS SIMULIERENDEN SCHICHTEN : 1
N(D2) = 17.0 T(D2) = 1.00

SCHICHT	TAU	THETA	LPG	LPE	NK	LKAP
1 ZS	0.00 ^{m+0}	0.240	+5.762	+5.437	1.05 ^{m+17}	-21.366
2 ZS	4.55 ^{m-2}	0.367	+5.332	+4.806	7.96 ^{m+16}	-21.238
3 ZS	9.47 ^{m-2}	0.364	+5.370	+4.848	8.57 ^{m+16}	-21.212
4 ZS	1.51 ^{m-1}	0.362	+5.407	+4.891	9.20 ^{m+16}	-21.183
5 ZS	2.16 ^{m-1}	0.359	+5.443	+4.935	9.86 ^{m+16}	-21.152
6 ZS	2.90 ^{m-1}	0.356	+5.479	+4.979	1.05 ^{m+17}	-21.119
7 ZS	3.75 ^{m-1}	0.354	+5.514	+5.021	1.13 ^{m+17}	-21.091
8 ZS	4.72 ^{m-1}	0.351	+5.549	+5.060	1.21 ^{m+17}	-21.067
9 ZS	5.81 ^{m-1}	0.349	+5.583	+5.096	1.29 ^{m+17}	-21.051
10 ZS	7.02 ^{m-1}	0.347	+5.617	+5.126	1.40 ^{m+17}	-21.045
11 ZS	8.33 ^{m-1}	0.344	+5.650	+5.156	1.50 ^{m+17}	-21.039
12 ZS	9.77 ^{m-1}	0.342	+5.683	+5.186	1.61 ^{m+17}	-21.031
13 ZS	1.13 ^{m+0}	0.340	+5.716	+5.217	1.73 ^{m+17}	-21.021
14 ZS	1.31 ^{m+0}	0.337	+5.748	+5.248	1.86 ^{m+17}	-21.011
15 ZS	1.50 ^{m+0}	0.335	+5.779	+5.279	1.98 ^{m+17}	-21.000
16 ZS	1.70 ^{m+0}	0.333	+5.811	+5.310	2.12 ^{m+17}	-20.987
17 ZS	1.93 ^{m+0}	0.331	+5.842	+5.341	2.26 ^{m+17}	-20.973
18 ZS	2.18 ^{m+0}	0.329	+5.872	+5.372	2.40 ^{m+17}	-20.959
19 ZS	2.46 ^{m+0}	0.326	+5.902	+5.404	2.55 ^{m+17}	-20.943
20 ZS	2.77 ^{m+0}	0.324	+5.932	+5.436	2.71 ^{m+17}	-20.925
21 WZ	2.77 ^{m+0}	0.322	+5.014	+3.797	4.49 ^{m+16}	-23.176
22 WZ	2.77 ^{m+0}	0.319	+5.246	+3.974	7.65 ^{m+16}	-23.018
23 WZ	2.77 ^{m+0}	0.313	+5.591	+4.247	1.67 ^{m+17}	-22.649
24 WZ	2.78 ^{m+0}	0.310	+5.741	+4.371	2.35 ^{m+17}	-22.802
25 WZ	2.79 ^{m+0}	0.304	+5.928	+4.555	3.54 ^{m+17}	-22.683
26 WZ	2.81 ^{m+0}	0.297	+6.102	+4.728	5.17 ^{m+17}	-22.572
27 WZ	2.83 ^{m+0}	0.292	+6.203	+4.837	6.41 ^{m+17}	-22.496
28 WZ	2.85 ^{m+0}	0.287	+6.273	+4.934	7.38 ^{m+17}	-22.416
29 WZ	2.87 ^{m+0}	0.284	+6.325	+5.002	8.22 ^{m+17}	-22.364
30 WZ	2.97 ^{m+0}	0.270	+6.473	+5.266	1.08 ^{m+18}	-22.110
31 WZ	3.07 ^{m+0}	0.260	+6.545	+5.452	1.20 ^{m+18}	-21.923
32 WZ	3.27 ^{m+0}	0.247	+6.615	+5.655	1.30 ^{m+18}	-21.732
33 WZ	3.47 ^{m+0}	0.236	+6.658	+5.768	1.34 ^{m+18}	-21.663
34 WZ	3.57 ^{m+0}	0.233	+6.675	+5.806	1.37 ^{m+18}	-21.637
35 WZ	3.77 ^{m+0}	0.226	+6.704	+5.894	1.39 ^{m+18}	-21.566
36 WZ	4.37 ^{m+0}	0.210	+6.767	+6.125	1.36 ^{m+18}	-21.358
37 WZ	4.77 ^{m+0}	0.203	+6.796	+6.241	1.32 ^{m+18}	-21.251
38 WZ	5.77 ^{m+0}	0.187	+6.846	+6.367	1.26 ^{m+18}	-21.247
39 WZ	6.77 ^{m+0}	0.178	+6.886	+6.434	1.27 ^{m+18}	-21.259
40 WZ	8.77 ^{m+0}	0.163	+6.960	+6.564	1.28 ^{m+18}	-21.249
41 WZ	1.08 ^{m+1}	0.153	+7.037	+6.691	1.32 ^{m+18}	-21.199

für die äußerste, den Massenfluß simulierende Schicht (N(D2) bzw. T(D2)) gegeben. In den Spalten der Tabellen sind Schichtzahl (ZS $\hat{=}$ Zuwachsschicht, WZ $\hat{=}$ Weißer Zwerg), optische Tiefe, $\bar{\nu} = 5040$ /Temperatur, Logarithmen des Gasdrucks und des Elektronendrucks, Teilchendichte und Logarithmus der Rosselandschen Opazität gelistet. Die Trennlinien machen unterschiedliche Teile der geschichteten Atmosphäre deutlich.

3.3.3 Modell eines kühlen Akkretionsringes

Aufgrund einer höchstens minimalen Massenflußrate erscheint es sinnvoll, eine sehr niedrige Turbulenzgeschwindigkeit in dem um das Zentralobjekt rotierenden Gas anzunehmen. Daher ist der Viskositätsparameter $\alpha \ll 1$ (s. Gl. 1). Das Aussehen des rotierenden Gaskörpers gleicht einem Ring, dessen innerer Rand nicht bis auf die Oberfläche des Zentralobjekts hinabreicht.

Unter der Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts können Temperaturen, geometrische Ausdehnung, optische Dicke, Materialgeschwindigkeit, Schwerebeschleunigung und Leuchtkraft für unterschiedliche Teile des Ringes als Funktionen der Massenflußrate, der Masse des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" und der Effizienz des Drehimpulstransportes berechnet werden. In einem derartigen Objekt ist die Temperatur nicht allein durch die Umwandlung von Gravitations- in thermische Energie der auf den Zentralkörper spiralen den Materie bestimmt. Aus

$$T_{\text{eff}}(R) = \left[\frac{Q(R)}{6} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (19)$$

wobei der Energiefluß $Q(R)$ gegeben ist durch

$$Q(R) = \frac{3G \cdot M \cdot F_M}{8\pi \cdot R^3} \cdot \left[1 - \left(\frac{R_{ZZ}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (20)$$

mit R_{ZZ} = Radius des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht", und einem $F_M = 10^8 - 10^9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ errechnet man bei einem geeigneten Radius R eine Temperatur von ca. 1000 K. Die relativ hohe Gesamtmasse im Akkretionsring kann jedoch nur so erklärt werden, daß der Materiestrom einmal wesentlich stärker gewesen sein muß. Eine dadurch erzeugte deutlich höhere Ringtemperatur kann aber - wenn diese Phase des Systems erst einige Jahrzehnte zurückliegt (s. Abschnitt 3.1) - noch nicht derart drastisch durch Abstrahlung reduziert worden sein. Berücksichtigt man zudem Aufheizungsprozesse durch die Strahlung des heißen

Weißes Zwergsternes, so kann man hier - im Vergleich mit Ergebnissen der Akkretionsscheibenmodelle - für die Temperatur im Akkretionsring eine nur wenig niedrigere untere Grenze von ca. 4000 K, einen jedoch wesentlich kleineren Mittelwert von ca. 6000 K annehmen.

Mit der Temperatur T ergibt sich dann die halbe Schichtdicke des Ringes als Funktion des Radius:

$$z(R) = \frac{v_s}{v_K} \cdot R = \left(\frac{k \cdot T}{m_p \cdot \mu \cdot G \cdot M} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot R^{\frac{3}{2}} \quad (21)$$

mit k = Boltzmannkonstante, m_p = Protonenmasse. Gemäß Gl. 21 ist der Ring konkav, d. h. das System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" kann Teile des Ringes beleuchten. Seine Dicke ist so gering ($< 0.01R$), daß selbst bei starker Neigung des Systems zum Beobachter nur ein kleiner Teil der Oberfläche des Zentralobjekts durch ihn bedeckt werden kann.

Während die Abhängigkeit der geometrischen Ausdehnung der Schichten in vertikaler Richtung vom Parameter α gering ist, (Shakura et al, 1973, geben: $z \sim \alpha^{-0.1}$), wird die optische Tiefe senkrecht zur Bahnebene stärker durch die kinematische Viskosität bestimmt. In einem für dieses Modell typischen Fall, in dem der Gasdruck den Strahlungsdruck bei weitem übertrifft, erhält man nach Shakura et al:

$$\tau_z \approx 10^{-16} \cdot \alpha^{-\frac{4}{5}} \cdot F_M^{\frac{9}{10}} \quad (22)$$

Setzt man wieder $F_M = 10^8 - 10^9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, so wird der Akkretionsring für $\alpha \approx 10^{-10}$ optisch dick. Da der Parameter α in einem weiten Wertebereich die Struktur des Akkretionsringes nicht ändert (nach Shakura et al: $10^{-33} \cdot F_M < \alpha < 1$), wird ein so niedriger Wert für α in den weiteren Betrachtungen angenommen.

Die Radialgeschwindigkeit der Materie in dem Akkretionsring beträgt für die verwendeten Werte

$$v_R \approx 5 \cdot 10^{-3} \cdot \alpha^{\frac{4}{5}} \cdot F_M^{\frac{2}{5}}, \quad (23)$$

das entspricht einer Zeitdauer für den Transport der Materie vom Außen- zum Innenrand des Ringes

$$t_R \approx 10^4 \cdot \alpha^{\frac{4}{5}} \cdot F_M^{-\frac{2}{5}} \quad (24)$$

in Einheiten von Jahren. Typische Zeiten liegen bei einigen Millionen Jahren. Demnach hätte sogar ein stärkerer Materiestrom von der Sekundärkomponente (Verletzung der Annahmen für das stationäre Modell!) keinen Einfluß auf den physikalischen Zustand nahe der Oberfläche des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht", wenn die kinematische Viskosität im Ring als konstant betrachtet wird.

Die effektive Schwerebeschleunigung senkrecht zur Bahnebene ist unter Ausnutzung von Gl. 21

$$g_z(R) = \frac{G \cdot M}{R^3} \cdot z(R) = \left(\frac{G \cdot M \cdot k \cdot T}{R^3 \cdot m_p \cdot \mu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

Setzt man wieder die oben verwendeten Werte ein, so ist $4.1 \approx \log g_z \approx 5.3$. Diese Schwerebeschleunigungen sind nur für innere Teile des Ringes etwas höher als die in Hauptreihensternen. Die quantitativen Rechnungen bestätigen also, daß die Strahlung des Akkretionsringes für die Balmerabsorptionslinien höchstens im Kern einen Beitrag liefern kann.

Einen groben Schätzwert für die vom Ring abgestrahlte Leuchtkraft erhält man, wenn die in ihm erzeugte Energie gleichmäßig verteilt, d. h. unabhängig vom Radius betrachtet wird. Sei R_i der innere, R_a der äußere Radius des Ringes, so beträgt - unter Ausnutzung von Gl. 20 - die abgestrahlte Leuchtkraft

$$L = 2\pi \cdot Q \cdot (R_a^2 - R_i^2) \\ = \frac{3 G \cdot M \cdot F_M}{8\pi} \left[\frac{1}{R_a} - \left(\frac{R_{ZZ}}{R_a^3} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{R_i} + \left(\frac{R_{ZZ}}{R_i^3} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (26)$$

Setzt man mittlere Werte für die Radien (s. Abschnitt 4.2) und eine Massenflußrate von $10^8 - 10^9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ in die Gleichung ein, so ergibt sich eine Leuchtkraft $L \approx 10^{31} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Sie befindet sich damit in der gleichen Größenordnung wie die von der Oberfläche des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" abgestrahlte Energie. Ein kühler Akkretionsring und eine heiße Zentralkomponente tragen demnach zu gleichen Teilen zum Licht des durch das Modell beschriebenen Systems bei.

Der Akkretionsring wird als Schwarzer Körper einer bestimmten Temperatur oder als Komplex mehrerer konzentrisch ineinandergeschachtelter Schwarzer Körper unterschiedlicher Temperaturen behandelt. Er besitzt einen inneren

Radius, der aufgrund der niedrigen kinematischen Viskosität deutlich über der Oberfläche des Zentralobjekts liegt. Wegen der relativ kleinen Masse - verglichen mit den für Akkretionsscheibenmodelle errechneten - ist der äußere Radius etwa eine Zehnerpotenz geringer als in diesen. Die Planck'sche Näherung für die Strahlung des Akkretionsringes ist statthaft, wenn man annimmt, daß sie die spektralen Feinstrukturen nur unwesentlich beeinflußt, vor allem jedoch Gewicht bzgl. Leuchtkraft und Farben besitzt.

3.4 Erweiterungen des Modells für mögliche Entwicklungen des Systems

Das durch das Modell beschriebene System stellt ein nicht-eruptives Objekt dar. Die durch den inneren Lagrangepunkt des Systems geströimte wasserstoffreiche Materie ist zu massearm und die im Akkretionsring wirkende kinematische Viskosität ist zu wenig effizient, um auf oder nahe der Primärkomponente eine einen Nova- oder Zwergnovaausbruch verursachende Energiequelle entstehen zu lassen. Nimmt man einen wiedereinsetzenden Materiestrom von der Sekundärkomponente an, so ließe diese Entwicklung den Akkretionsring zu einem massiven Objekt mit großen Dichten und hohen Temperaturen anschwellen. Die Voraussetzungen für eruptive Prozesse wären in einem solchen System zwar erfüllt, der rotierende Gaskörper würde sich jedoch zu einer Scheibe ausdehnen und seine Strahlung würde die des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" bei weitem übertreffen. Die Grundlage für die Modellvorstellung wäre bei wiedereinsetzen dem Materiestrom entzogen.

Findet kein weiterer Massenaustausch zwischen den beiden Systemkomponenten statt, so bestehen folgende Entwicklungsmöglichkeiten:

- a) Der Weiße Zwergstern mit der wasserstoffreichen Schicht strahlt langsam seine thermische Energie ab.
- b) Die kinematische Viskosität im Akkretionsring erhöht sich, so daß mehr Materie in die Zuwachsschicht spiralt.

In jedem Fall schrumpft der Gleichgewichtsradius der kühlen Sekundärkomponente, bis nach dem Verlust der wasserstoffreichen Außenschichten (durch einen unbekannten Mechanismus) evtl. ein Schwarzer Zwerg zurückbleibt. Ist der Materiefluß durch den inneren Lagrangepunkt des Systems endgültig beendet, verliert der rote Stern zunehmend seinen Einfluß.

Bleibt die kinematische Viskosität im Akkretionsring niedrig, kann die durch Dissipationsprozesse gewonnene Energie - über einen langen Zeitraum betrachtet - die Strahlungsverluste des Weißen Zwergsternes nicht mehr kompensieren. Dieser kühlt ab, bis die Bedingungen für das Einsetzen von Konvektion erfüllt ist und die wasserstoffreiche Zuwachsschicht mit den darunterliegenden heliumreichen Atmosphärenteilen vermischt wird. Bei einer für dieses Modell angenommenen Gesamtwasserstoffmasse von $10^{-17} - 10^{-16} M_{\odot}$ liegt der kritische

Temperaturwert bei etwa 12000 K (Baglin et al, 1973). Schließlich fällt auch die Temperatur im Akkretionsring, da die niedrige kinematische Viskosität nicht in der Lage ist, größere Energiebeträge freizusetzen, außerdem ein zunehmend kühler werdendes Zentralobjekt nicht mehr Teile des Akkretionsringes aufzuheizen vermag. Von einem solchen System, aus zwei Weißen Zwergsternen mit wahrscheinlich heliumreichen Atmosphären und einem sehr kühlen Akkretionsring bestehend, könnte man die Abstrahlung eines Spektrums erwarten, das ausschließlich durch Heliumstrukturen gekennzeichnet ist. Ein derartiges Modell (Entwicklung a) wäre z. B. als Beschreibung für das System AM CVn ($\approx$ HZ 29) denkbar, obwohl dort ein etwas heißeres Objekt und ein evtl. noch wirksamer Materiefluß angenommen wird (Faulkner et al, 1972).

Ein Entwicklungsschema gemäß (b) würde die Annahme eines quasistationären Akkretionsringes verletzen, da der Materieinput den erhöhten Materieoutput nicht mehr ausgleichen könnte. Da die durch den inneren Lagrange Punkt des Systems strömende Materie weiterhin verschwindend gering bleibt, muß der Grund für die Erhöhung der kinematischen Viskosität ein unabhängig vom Materiefluß wirkender Mechanismus sein. Als Folge eines verstärkten Materietransports durch den Akkretionsring weitet sich dieser zu einer bis zur Oberfläche des Zentralobjekts hinabreichenden Scheibe aus (diese Vorstellung deckt sich mit der für Akkretionsscheibenmodelle entwickelten). Die Dichte in der Zuwachsschicht erhöht sich aufgrund von vermehrtem Hinabspiralen der Akkretionsscheibenmaterie. Die wasserstoffreiche Schicht wird zunehmend optisch dick, der Temperaturgradient steigt und die Diskontinuität bzgl. der Temperatur wandert nach außen.

Im Spektrum eines solchen Systems spiegelt sich ein derartiger Vorgang darin wider, daß Heliumlinien verschwinden, Wasserstoff- und evtl. auch Metalllinien höherer Ionisationsstufen in Emission auftreten. Dieses sind spektrale Strukturen, wie man sie bei Zwergnovae im Minimum findet. Die beschriebene Erweiterung des Modells kann demnach für einige energiearme kataklysmische Systeme im Lichtminimum eine hinreichende Erklärung darstellen.

4. Eingabedaten und Berechnungsmethoden

4.1 Druck-Temperaturbeziehungen und Absorptionskoeffizienten

Eine gegenüber Bues (1969) leicht korrigierte Programmversion wird verwendet, um für unterschiedliche Verhältnisse der Elementhäufigkeiten

$$N_{\text{He}} / N_{\text{H}} = 0.1, 10, 10^2, 10^3, 10^5; N_{\text{Metalle}} / N_{\text{H}} \approx 0.002$$

in Abhängigkeit von Temperatur und Elektronendruck

$$0.15 \leq \log T = \frac{5040}{T} \leq 0.70; -4.0 \leq \log P_e \leq +7.5$$

Tabellen für Gasdruck, effektives Molekulargewicht, freie Elektronen und monochromatische Absorptionskoeffizienten zu berechnen. Letztere werden für 52 unterschiedliche Wellenlängen im Intervall

$$100 \leq \lambda \leq 115\,000 \text{ \AA}$$

ermittelt, vor allem kurz- oder langwellig der Wasserstoff- bzw. Heliumabsorptionskanten.

Der hier berechnete kontinuierliche Absorptionkoeffizient κ_λ setzt sich zusammen aus gebunden-frei und frei-frei Absorptionsanteilen der Atome und Ionen

$$\text{H, H}^-, \text{He, He}^+, \text{He}^-$$

sowie der Streuung an freien Elektronen. Für Näherungsformeln und Theorie der verwendeten Absorptionsquerschnitte sei auf die oben zitierte Arbeit verwiesen.

Für die Bestimmung der mittleren optischen Tiefen

$$\bar{\tau} = \int_{-\infty}^1 \kappa dt \quad (27)$$

wird der harmonische Mittelwert $\bar{\tau}$ über alle Absorptionskoeffizienten nach Rosseland (Unsöld, 1955) berechnet.

4.2 Modellparameter

4.2.1 Parameter des Weißen Zwergsternes

Dem Modell liegt ein Weißer Zwergstern mit für ihn typischen Werten für Radius und Masse

$$R_{WZ} = 8 \cdot 10^8 \text{ cm} ; \quad M_{WZ} = 1.2 \cdot 10^{33} \text{ g}$$

zugrunde (Shipman, 1979). Die heliumreiche Atmosphäre ist unterteilt in 23 Schichten mit optischen Tiefen τ zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ und 8.0. Die Druck-Temperatur-Schichtungen von Modellatmosphären mit konstantem Strahlungsstrom (Bues, 1970 u. 1980)

$$\log g = 8 ; \quad N_{\text{He}} / N_{\text{H}} = 10^5 ; \quad T_{\text{eff}} = 15\,500, 18\,000, 21\,000 \text{ K}$$

$$\log g = 8 ; \quad N_{\text{He}} / N_{\text{H}} = 10^2 ; \quad T_{\text{eff}} = 15\,500, 18\,000 \text{ K}$$

$$\log g = 7 ; \quad N_{\text{He}} / N_{\text{H}} = 10^5 ; \quad T_{\text{eff}} = 30\,000 \text{ K}$$

werden verwendet, um monochromatische Absorptionskoeffizienten aus zuvor berechneten Tabellen zu interpolieren (s. Abschnitt 4.1). Die Anzahl der Modelle wird vergrößert durch die Annahme, daß sich mit $T_{\text{eff}} > 15\,000 \text{ K}$ die tiefenabhängige Temperatur-Druck-Schichtung eines Modells für $N_{\text{He}} / N_{\text{H}} \geq 10^3$, und mit $T_{\text{eff}} > 20\,000 \text{ K}$ für $N_{\text{He}} / N_{\text{H}} \geq 10^2$ nicht wesentlich ändert (Bues, 1970; Wesemael, 1981). Es steht damit für die Berechnungen ein Gitter von Modellatmosphären mit den Parametern

$$15\,500 \leq T_{\text{eff}} \leq 30\,000 \text{ K} ; \quad 10^2 \leq N_{\text{He}} / N_{\text{H}} \leq 10^5$$

zur Verfügung (s. auch Tab. 1 bis 3).

4.2.2 Parameter der Zuwachsschicht

Die an die heliumreiche Modellatmosphäre gekoppelte wasserstoffreiche Zuwachsschicht mit solarer Zusammensetzung wird in 20 gleich große Teilschichten zu je 10 m aufgegliedert und besitzt damit eine geometrische Ausdehnung, die vergleichbar der der Atmosphäre des Weißen Zwerges ist. Die äußersten beiden Teilschichten der heliumreichen Atmosphäre werden bei der Ankoppelung der Zuwachsschicht "abgeschnitten", da sie durch die physikalischen Verhältnisse an der Oberfläche einer Atmosphäre geprägt sind.

Eine variable Dicke der Teilschichten sowie eine Vergrößerung der geometrischen Ausdehnung der Atmosphäre wurde testweise in die numerischen Rechnungen miteinbezogen. Da jedoch weiter außen liegende Teile der Zuwachsschicht nicht so dicht wie die inneren sind, werden spektrale Strukturen in einem derartigen Modell nur unwesentlich beeinflusst. Die Gesamtmasse der wasserstoffreichen Schicht blieb stets $< 10^{-16} M_{WZ} \approx 10^{17} \text{ g}$. Größenordnungsmäßig gleiche Veränderungen können zudem mit Modellen erzielt werden, in denen die Dichte am Boden der Zuwachsschicht (um einen Faktor ≈ 2) heraufgesetzt wird.

Ein weiterer freier Parameter der Modellatmosphäre, der für die numerischen Rechnungen konstant gehalten wird, ist der Temperaturgradient innerhalb der Zuwachsschicht. Im Abschnitt 3.3.2 wurde die Verwendung des Wertes $dT/dR \approx 0$ begründet. Den Rechnungen zugrundegelegt wird hier ein Temperaturgradient von $-10 \text{ K pro } 10 \text{ m Schicht}$ (von innen nach außen). Testweise wurden auch Modelle mit Gradienten von $-50, 0, +10$ und $+50 \text{ K/Schicht}$ gerechnet. Die Ergebnisse können mit einer variierten Temperatur am Boden der Zuwachsschicht reproduziert werden ($|\Delta T_{ZS}| < 500 \text{ K}$).

Die Temperatur am Boden der Zuwachsschicht ist ein variabler Modellparameter. Die Temperatur T_0 der äußersten Schicht einer Modellatmosphäre eines Weißen Zwergsternes mit einer Effektivtemperatur zwischen 15500 K und 30000 K liegt bei $0.6 \approx T_0 / T_{\text{eff}} \approx 0.75$. Die im Abschnitt 3.3.2 begründete Temperaturerhöhung ΔT_0 gegenüber der Oberflächentemperatur des heliumreichen Teils der Atmosphäre um einige hundert bis zu einigen tausend Grad Kelvin führt zu einem Wert $0.7 \approx (T_0 + \Delta T_0) / T_{\text{eff}} = T_{ZS} / T_{\text{eff}} \approx 0.9$. Z. B. beträgt $T_{ZS}/T_{\text{eff}} = 0.82$ für $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$ mit $T_{\text{eff}} = 18000 \text{ K}$ und 0.79 mit $T_{\text{eff}} = 21000 \text{ K}$. Seien die so ermittelten Werte von T_{ZS} für $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$ mit T_{ZS}^{1000} bezeichnet, dann werden folgende Temperaturwerte am Boden der Zuwachsschicht für die numerischen Rechnungen verwendet, um den Zusammenhang mit spektralen Strukturen bei Variation dieses Parameters herzustellen:

$$T_{ZS} / T_{\text{eff}} = T_{ZS}^{1000} / T_{\text{eff}} - 0.03, T_{ZS}^{1000} / T_{\text{eff}}, T_{ZS}^{1000} / T_{\text{eff}} + 0.03.$$

Die Schwankungsbreite des durch diese Temperaturen gegebenen Intervalls beträgt - je nach Effektivtemperatur - bis zu 1800 K .

Für qualitative Abschätzungen wird angenommen, daß die Dichte am Boden der Zuwachsschicht einen mit den Außenschichten der Atmosphäre des Weißen

Zwerges vergleichbaren Wert besitzt (z. B. Herter et al, 1979), also 10^{15} bis 10^{18} Teilchen pro cm^3 für unterschiedliche Effektivtemperaturen. In diesen Bereich passen sich gut die im Abschnitt 3.3.2 bestimmten Werte von 10^{16} - 10^{17} cm^{-3} ein. Dabei wurde zwar eine über die gesamte Schicht homogen verteilte Dichte zugrundegelegt, da sich diese jedoch in einer nahezu isothermen Atmosphäre von innen nach außen um weniger als einen Faktor 2 verringert, verändern sich die Werte für die unterste Teilschicht nur unwesentlich. Zudem stellen die Annahmen für die Stärke des Materieflusses und die Effizienz der kinematischen Viskosität, die in die Bestimmung der Dichte eingehen, noch größere Näherungen dar. Um die quantitativen Effekte bei Variation des Dichteparameters festzustellen, wird

$$\log N_{\text{ZS}} = 16.0, 16.3, 16.6$$

gesetzt.

Mögliche Änderungen im System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht-Akkretionsring" (s. Abschnitt 3.4) müssen für das Modell durch gegenüber den oben gegebenen veränderte Parameter der Zuwachsschicht simuliert werden. Eine zweite Unstetigkeitsstelle in der äußersten Teilschicht der Zuwachsatmosphäre bzgl. Temperatur und Dichte resultiert in einem Modell, für das der Input der Dissipationsenergie nicht gleichmäßig über die Zuwachsschicht verteilt angenommen wird. Eine qualitative Bewertung der Zustandsänderung könnte in etwa gegeben sein durch

$$T_A / T_{\text{eff}} = T_{\text{ZS}} / T_{\text{eff}} + 0.06; N_A = N_{\text{ZS}},$$

wobei der Index A die äußerste Teilschicht bezeichnet. Vergleicht man diese Werte mit den entsprechenden gewöhnlicher Zuwachsatmosphären - $T_A \approx T_{\text{ZS}}$ und $N_A \approx 0.5 \cdot N_{\text{ZS}}$ -, so wird deutlich, daß Temperatur und Dichte am Außenrand der Schicht eine Diskontinuität verursachen. Ein ähnliches Verfahren wurde für die Berechnung der Leuchtkraft von α -Akkretionsscheiben von Duschl (1982) verwendet, der - zum Zweck der Simulation einer kurzzeitigen Erhöhung der Akkretionsrate - am äußeren Rand der Scheibe eine um den Faktor 1.92 erhöhte Flächendichte des stationären Wertes annahm. Die Ergebnisse zeigen dabei eine verschwindend geringe Auswirkung auf die Leuchtkraft des so veränderten Modells.

Eine durch eine erhöhte kinematische Viskosität im Akkretionsring verursachte Entwicklung (Fall b im Abschnitt 3.4) führt zu einer stärkeren Strukturänderung

in der Zuwachsschicht. Ihre wesentlichen Parameter müssen daher neu festgesetzt werden. Infolge der vermehrt in die Zuwachsschicht spiralen den Materie wird die wasserstofffreie Atmosphäre optisch dick, so daß der Temperaturgradient steigt und der Temperaturumkehrpunkt nach außen wandert. Eine qualitative Bewertung spiegelt sich im Modell durch folgende Parameter wider:

$$\begin{aligned}\varphi_T &= -100 \text{ K / Schicht}, T_{ZS} = T_0, N_{ZS} = 10 \cdot N_{ZS}^{st}, \\ T_A &= T_{eff}, N_A = N_{ZS} / 2.\end{aligned}$$

φ_T bezeichnet den Temperaturgradienten und N_{ZS}^{st} den standardmäßig für ein entsprechendes Modell gewählten Dichtewert. Tabelle 3 zeigt als Beispiel eine nach dem beschriebenen Muster konstruierte Modellatmosphäre.

4.2.3 Parameter des Akkretionsringes

Für die Strahlung des kühlen, optisch dicken Akkretionsringes wird die Planck'sche Näherung verwendet. Frei zu wählende Parameter des Ringes sind daher nur seine Ausdehnung, seine Temperatur und - wegen möglicher Bedeckungen des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" - die Neigung der Ringebene (letztere entspricht der Bahnebene).

Da angenommen wird, daß der innere Radius des Ringes R_i nicht mit dem Radius des Weißen Zwerges ($8 \cdot 10^8$ cm) übereinstimmt, wird sein Wert konstant auf 10^9 cm gesetzt. Der für das Modell variierte äußere Radius R_a liegt etwa eine Zehnerpotenz unter dem in Akkretionsscheibenmodellen verwendeten (s. Abschnitt 3.3.3):

$$R_a = 2 \cdot 10^9, 3 \cdot 10^9, 5 \cdot 10^9 \text{ cm.}$$

Er besitzt damit etwa die Größenordnung des Ringes im System AM CVn (Faulkner et al, 1972, geben: $4 - 8 \cdot 10^9$ cm).

Die für die Modellrechnung gewählten Temperaturen im Akkretionsring schwanken zwischen 4000 (s. Abschnitt 3.3.3) und 12000 K (mittlere Effektivtemperatur eines novaähnlichen Systems). Da die äußeren Teile des Ringes naturgemäß kühler als die inneren sind, wird dieser als zusammengesetzt aus mehreren ineinandergeschachtelten Schwarzen Körpern unterschiedlicher Temperatur und verschieden großer Fläche behandelt. Seien T_1, T_2, T_3 drei Werte des oben gegebenen Temperaturintervalls (aufsteigende Indizes bezeichnen höhere Tem-

Liegt der Neigungswinkel der Bahnebene des Systems relativ zum Beobachter nahe bei 90° , so sieht dieser vom Akkretionsring nur die äußersten, extrem kühlen Schichten. Da seine strahlende Fläche zudem stark reduziert wird, ist die Energieabstrahlung in Richtung zum Beobachter gegenüber der des Zentralobjekts verschwindend gering. Konsistent mit dem Modell ist daher ein Neigungswinkel $i \approx 75^\circ$. Den numerischen Rechnungen werden folgende Werte zugrundegelegt:

$$i = 0, 30, 60^\circ .$$

In Abhängigkeit von den Radien des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" und des Akkretionsringes können Teile beider Komponenten durch die jeweils andere bedeckt werden (s. Abb. 3). Die bedeckte Fläche berechnet sich folgendermaßen:

$$A_{\text{bed}} = R_{ZZ}^2 \cdot \arcsin \left(\frac{R_{ZZ}^2(1+\cot^2 i) - R_i^2 \cdot \cot^2 i}{R_{ZZ}^2} \right)^{\frac{1}{2}} - R_i^2 \cdot \cos i \cdot \arcsin \left(\frac{R_{ZZ}^2(1+\cot^2 i) - R_i^2 \cdot \cot^2 i}{R_i^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (28)$$

wobei R_{ZZ} = Radius des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" $\approx R_{WZ}$ ist. Die strahlenden, nicht bedeckten Flächen des Zentralobjekts A_{ZZ} und des Akkretionsringes A_{AR} ergeben sich dann aus

$$A_{ZZ} = \pi \cdot R_{ZZ}^2 - A_{\text{bed}} \quad (29)$$

und

$$A_{AR} = \pi \cdot \cos i \cdot (R_a^2 - R_i^2) - A_{\text{bed}} . \quad (30)$$

Eine Bedeckung findet statt, wenn

$$i > \arctan \left(\frac{R_i^2}{R_{ZZ}^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

ist. Legt man die hier verwendeten Radien zugrunde, so muß $i \gtrsim 37^\circ$ sein. Nicht mehr gültig ist die in das Modell eingehende Vorstellung, den Akkretionsring als zweidimensionales Gebilde zu betrachten, wenn der Neigungswinkel sehr groß wird. Für

$$i > \arctan \left(\frac{R_a^2}{R_{ZZ}^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

(mit hier verwendeten Werten erhält man $i \gtrsim 75^\circ$) spielt die Ausdehnung des Akkretionsringes vertikal zur Bahnebene bzgl. der Bedeckungsverhältnisse eine entscheidende Rolle.

4.3 Berechnung des Spektrums

Mit der gegebenen Modellschichtung und den monochromatischen Absorptionskoeffizienten werden im Wellenlängenbereich $\lambda \lambda 900 - 10000 \text{ \AA}$ für hinreichend viele Punkte (für $\lambda \leq 1500$ und $2800 \leq \lambda \leq 7300 \text{ \AA}$ im Abstand von $10 \text{ \AA}$, sonst $50 \text{ \AA}$) die Kontinuumsstrahlungsströme des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" F_{λ}^{ZZ} berechnet, indem die Beiträge $\kappa_{\lambda}/\sqrt{\tau}$ in jeder optischen Tiefe ermittelt und anschließend über die Tiefen integriert werden.

Die kontinuierliche Energieverteilung des von den unterschiedlich heißen Teilen des Akkretionsringes abgestrahlten Lichts läßt sich aufgrund des Planck'schen Strahlungsgesetzes unter Einbeziehung von Randverdunkelungseffekten berechnen. Letztere werden aus Tabellen interpoliert, deren Werte als Ergebnisse theoretischer Modellatmosphären mit Schwerebeschleunigungen $\log g \leq 4.0$ und Effektivtemperaturen $\geq 4000 \text{ K}$ publiziert wurden (Carbon et al, 1969). Da die Logarithmen der Schwerebeschleunigungen im Akkretionsring zwischen 4.1 und 5.3 liegen, ist es vernünftig, in erster Näherung Randverdunkelungskoeffizienten für Modellatmosphären mit $\log g = 4.0$ und $4000 \leq T_{\text{eff}} \leq 12000 \text{ K}$ zu verwenden.

Der auf der Erde empfangene Strahlungsstrom des Gesamtsystems $\mathcal{F}_{\lambda}$ eines im Abstand D befindlichen und mit der Neigung der Bahnebene i zum Beobachter liegenden Objekts bestimmt sich dann unter Ausnutzung von Gl. 29 und 30 wie folgt:

$$\mathcal{F}_{\lambda} = \frac{1}{D^2} \left[A_{ZZ} \cdot F_{\lambda}^{ZZ} + A_{AR} \cdot (R_{\lambda}(i, T_1) \cdot B_{\lambda}(T_1) / 2 + R_{\lambda}(i, T_2) \cdot B_{\lambda}(T_2) / 3 + R_{\lambda}(i, T_3) \cdot B_{\lambda}(T_3) / 6) \right] \quad (33)$$

mit $R_{\lambda}(i, T)$ = Randverdunkelungskoeffizient für die Bahnneigung i und die Temperatur T, $B_{\lambda}(T)$ = Kirchhoff-Planck-Funktion für die Temperatur T. D wird gleich 10 pc gesetzt.

Aus dem resultierenden Kontinuumspektrum lassen sich kurz- und langwellige Gradienten φ_K und φ_L sowie der Balmersprungparameter D_B bestimmen. Sie sind definiert durch

$$\varphi_K = \log \left(\frac{\mathcal{F}_{\nu}(\lambda 920 \text{ \AA})}{\mathcal{F}_{\nu}(\lambda 3570 \text{ \AA})} \right), \quad \varphi_L = \log \left(\frac{\mathcal{F}_{\nu}(\lambda 4250 \text{ \AA})}{\mathcal{F}_{\nu}(\lambda 7100 \text{ \AA})} \right),$$

$$D_B = \log \left(\frac{\mathcal{F}_{\nu}(\lambda 3570 \text{ \AA})}{\mathcal{F}_{\nu}(\lambda 4250 \text{ \AA})} \right).$$

Zusätzlich zum kontinuierlichen Spektrum werden Profile der stärksten Linien im UV- und im sichtbaren Spektralbereich berechnet. Es sind dies die ersten drei Glieder der Lymanserie und die ersten sechs Glieder der Balmerserie des Wasserstoff, die ersten sechs Glieder der Triplettsreihe des neutralen Helium mit den Übergängen $2P - nD$ sowie die K-Linie des einfach ionisierten Kalzium.

Hier wird vor allem der lineare Stark Effekt durch Ionen und Elektronen als für die im System vorliegenden Verhältnisse wichtigster Verbreiterungsmechanismus berücksichtigt. Für die Balmerlinien berechnete Verteilungsfunktionen liegen in Abhängigkeit vom Quotienten aus dem Abstand zum theoretischen Linienzentrum und der durch freie Elektronen induzierten elektrischen Feldstärke tabelliert vor (Edmonds et al, 1967; Underhill et al, 1959). Die Verbreiterungstheorie für neutrale Heliumlinien ist komplexer, da zum linearen der quadratische Stark Effekt hinzukommt. Dabei gehorchen die Linienflügel der linearen Theorie, während im Zentrum die quadratische Theorie zum Tragen kommt. Tabellierte Werte des reduzierten, auf 1 normierten Profils sind für $\lambda 4471 \text{ \AA}$ (Barnard et al, 1969) und $\lambda 4026 \text{ \AA}$ (Gieske et al, 1969) für ausgewählte Elektronendichten und Temperaturen in Abhängigkeit vom theoretischen Linienzentrum gegeben. Dort aufgeführte Elektronendichten ($10^{14} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) liegen im Bereich von für Modellatmosphären Weißer Zwerge berechneten Werten. Die angegebenen Temperaturen (5000 - 40000 K) beinhalten die in den vorliegenden Modellen verwendeten Werte.

Für die anderen Triplettslinien des neutralen Helium werden mithilfe des von Griem (1974) gegebenen Verfahrens Halbwertsbreiten und Verschiebungen bestimmt. Daraus erhält man unter Verwendung der Profilfunktion von Griem et al (1962) normierte Profile für die Heliumlinien. Verwendet man die letzte Methode auch für die Linien $\lambda\lambda 4471$ und $4026 \text{ \AA}$, so ergeben sich allerdings daraus Profile, die vor allem in den Flügeln wesentlich stärker als die aufgrund der tabellierten Werte errechneten sind. Zum Vergleich mit den Beobachtungen zu verwendende, quantitativ verwertbare Ergebnisse liefern daher nur die theoretischen Linienprofile für $\lambda\lambda 4471$ und $4026 \text{ \AA}$. Deren Flügel ($\Delta\lambda > 100 \text{ \AA}$) werden durch asymptotische Formeln berechnet.

Für die K-Linie des einfach ionisierten Kalzium wird ein aus Doppler- und Dämpfungsteil gefaltetes Voigt-Profil verwendet, das sich aus der Verbreiterung durch Wasserstoff- und Heliumatome ergibt. Die Oszillatorenstärken für alle berechneten Linien werden von Wiese et al (1966) genommen.

Mit den entsprechenden Linienabsorptionskoeffizienten werden nun für hinreichend viele Punkte einer jeden Linie (für $\Delta\lambda < 30 \text{ \AA}$ im Abstand von $2 \text{ \AA}$, sonst $10 \text{ \AA}$) in allen optischen Tiefen die κ_{λ} 's berechnet und die Anteile aller Linien aufaddiert. Der Strahlungsstrom in den Linien ergibt sich dann durch Addition dieser κ_{λ} 's zu denen des Kontinuums.

In den Absorptionskoeffizienten der Kalziumlinie geht eine Kalziumhäufigkeit ein, die für den heliumreichen Teil der Atmosphäre gegenüber dem solaren Wert um einen Faktor $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ erhöht ist. Um zu ermitteln, ob die CaII-Linien im System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" entstehen können, stellt dieser Wert eine obere Grenze dar. Für den in seinem Spektrum starke Kalziumstrukturen zeigenden Weißen Zwerg GD 40 wurde z. B. aus Modellatmosphärenanalysen ein $N_{\text{Ca}}/N_{\text{He}} \approx 10^{-7.5}$ gefunden (Bues, 1980; Shipman et al, 1977).

Die berechneten Linienprofile werden mit einer $2 \text{ \AA}$ breiten Rechteckfunktion gefaltet, um beim Vergleich mit gemessenen Linien dem Apparateprofil Rechnung zu tragen. Zur Eliminierung der Kontinuumsneigung werden schließlich kurz- und langwellig eines jeden Linienzentrums zwei Punkte des scheinbaren Kontinuums gewählt, deren Einsenkung auf 0 % gesetzt wird. Die Differenzen zwischen den Restintensitäten und der die zwei Punkte verbindenden Geraden werden als Profilpunkte genommen. Für die im sichtbaren Spektralbereich liegenden und durch gesicherte Verbreiterungstheorien bestimmten Linien H α bis H ϵ , HeI $\lambda\lambda$ 4471 und 4026 $\text{\AA}$ sowie CaII-K werden zusätzlich Äquivalentbreiten, Halbwertsbreiten und zentrale Einsenkungen berechnet.

Als Test für die Richtigkeit der numerischen Methoden und die Verwendbarkeit der Verbreiterungstheorien wurden Modelle für heliumreiche Atmosphären Weißer Zwergsterne ohne Zuwachsschicht gerechnet. Profile und Äquivalentbreiten der neutralen Heliumlinien sind dabei in befriedigender Übereinstimmung mit berechneten Werten anderer Autoren (Bues, 1970; Strittmatter et al, 1971; Koester, 1980; Wesemael, 1981). Zum Beispiel werden für einen Weißen Zwerg mit den Parametern $T_{\text{eff}} = 18000 \text{ K}$, $N_{\text{He}} / N_{\text{H}} = 10^5$ und $\log g = 8$ Äquivalentbreiten für λ 4471 $\text{\AA}$ zu 26.5 $\text{\AA}$ und für λ 4026 $\text{\AA}$ zu 11.9 $\text{\AA}$ bestimmt.

4.4 Berechnung von Farben und absoluten Helligkeiten

Liegt das Spektrum einmal vor, so kann man bei Kenntnis der Filterfunktionen Farbindizes berechnen. Es werden sowohl Farbindizes des breitbandigen Johnson-(UBV) als auch des Strömgrens-systems (uvby) mittlerer Bandbreiten ermittelt. Filtertransmissionsfunktionen T_λ und Koeffizienten der Farbgleichung

$$C_0(i-j) = a_{ij} \cdot C_t(i-j) + b_{ij} \quad , \quad (34)$$

wobei i, j = beliebige Filterbereiche eines Farbsystems und

$$C_t(i-j) = -2.5 \cdot \log \left[\int_0^\infty T_\lambda(i) \cdot T_\lambda(j) d\lambda / \int_0^\infty T_\lambda(i) d\lambda \right] \quad (35)$$

theoretische ungeeichte Farbindizes darstellen, werden für das UBV-System von Matthews et al (1963) und für das uvby-System von Olson (1974) bzw. Kodaira (1975) genommen. Eine revidierte Eichung an beobachteten Farben Weißer Zwergsterne wurde für beide Farbsysteme von Schulz (1978) durchgeführt. Obwohl beide Farbskalen im numerischen Verfahren alternativ verwendet werden, wird für den Vergleich mit beobachteten Farben die Skalierung von Matthews et al bzw. Olson und Kodaira herangezogen. Eine nur für Weiße Zwergsterne vorgenommene Eichung liefert nämlich für die stark vom Akkretionsring bestimmten Farben wahrscheinlich verfälschte theoretische Ergebnisse.

$$(a_{UB}, b_{UB}) = (0.921, -1.308), (a_{BV}, b_{BV}) = (1.024, 0.810) \quad ,$$

$$(a_{ub}, b_{ub}) = (1.0 \quad , 1.236), (a_{by}, b_{by}) = (1.0 \quad , 0.937) \quad .$$

Theoretische Farbexzesse E können aufgrund eines für novaähnliche Systeme gemessenen $E(B-V) \approx 0.1$ (Panek, 1979) berechnet werden. Standardmäßig daraus ableiten lassen sich (Crawford et al, 1976) die Werte

$$E(U-B) = 0.72 \cdot E(B-V), \quad E(b-y) = 0.74 \cdot E(B-V),$$

$$E(u-b) = 1.10 \cdot E(B-V) \quad .$$

Die Farben von Schwarzen Körpern und - zu Testzwecken - auch von Modellen heliumreicher Atmosphären Weißer Zwerge wurden neu berechnet. Die Übereinstimmung mit aus der Literatur bekannten Werten ist gut. Z. B. ergaben sich für die Farben eines das Blanketing nicht berücksichtigenden Modells mit den Parametern $T_{\text{eff}} = 18000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 10^5$ und $\log g = 8$ ein $(U-B) = -1.03$, $(B-V) = -0.20$, $(u-b) = -0.07$, $(b-y) = -0.05$ (vergleiche mit Bues, 1970; Strittmatter et al, 1971).

Aus dem Spektrum im Wellenlängenbereich $900 - 10000 \text{ \AA}$ ergibt sich auch die theoretisch abgeleitete absolute bolometrische Helligkeit

$$M_{\text{bol}} - M_{\text{bol},\odot} = -2.5 \cdot \log \left(\int_0^\infty \mathfrak{F}_\lambda d\lambda / \int_0^\infty \mathfrak{F}_{\lambda,\odot} d\lambda \right). \quad (36)$$

Sie errechnet sich gemäß Gl. 36 aus der Kenntnis der absoluten bolometrischen Helligkeit der Sonne und ihres Gesamtstrahlungsstroms an der Oberfläche (Allen, 1973).

Ähnlich wird die bolometrische Korrektur

$$\text{B.C.} = 2.5 \cdot \log \left[\int_0^\infty \mathfrak{F}_\lambda \cdot T_\lambda(V) d\lambda / \int_0^\infty \mathfrak{F}_\lambda d\lambda \right] + \text{const.} \quad (37)$$

bestimmt, indem die rechte Seite der Gleichung bis auf die Konstante für die Sonne berechnet wird und die Konstante sich dann als Differenz des Wertes mit der für die Sonne bekannten bolometrischen Korrektur ergibt (Wesemael et al, 1980). Die Differenz von absoluter bolometrischer Helligkeit und bolometrischer Korrektur ist definitionsgemäß die absolute visuelle Helligkeit M_V .

Das Integral in Gl. 36 wird nur im Wellenlängenbereich $900 - 10000 \text{ \AA}$ berechnet. Das kurzwellige Abschneiden der spektralen Energieverteilung hat keinen großen Einfluß auf die Gesamtleuchtkraft des Systems, da jenseits der Lyman-Kante die Stärke des Strahlungsstroms um mehrere Zehnerpotenzen abfällt. Langwellig von $10000 \text{ \AA}$ kann die abgestrahlte Energie eines großen, kühlen Akkretionsringes dagegen noch Gewicht besitzen. Der dadurch entstehende Fehler sollte aber keine starken Auswirkungen auf die bolometrische Helligkeit des Systems haben, wenn man bedenkt, daß das Energiemaximum einer Planck'schen Verteilung für eine mittlere Temperatur von 6000 K noch kurzwellig von $5000 \text{ \AA}$ liegt.

5 Numerische Ergebnisse der Modellrechnungen

5.1 Kontinuumsspektren

In den Abbildungen 4 bis 9 sind synthetische Kontinuumsspektren ausgewählter Modelle, berechnet mithilfe der im Abschnitt 4.3 beschriebenen Methoden, dargestellt. Aufgetragen ist der Strahlungsstrom (entsprechend Gl. 33) mit der Einheit $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ als Funktion der Frequenz ν (in Hz) im Bereich 14.5 bis 15.5. Um mit Spektren beobachteter novaähnlicher Systeme vergleichen zu können, wurde die Skala des Strahlungsstroms geeicht (s. Abschnitt 6.1).

Die Energieverteilung im Kontinuum eines Modells mit mittleren Parametern ist - wie bei vielen kataklysmischen Systemen gemessen - nahezu frequenzunabhängig. Das berechnete Kontinuumsspektrum kann in drei Bereiche unterteilt werden: das UV mit einem Gradienten $dF_\nu/d\nu < 0$, das Balmerkontinuum mit $dF_\nu/d\nu \approx 0$ und das IR mit einem Gradienten $dF_\nu/d\nu > 0$. Zahlenwerte für die im Abschnitt 4.3 definierten Gradienten im kurz- und langwelligen Spektralbereich (φ_K und φ_L) sind in Tabelle 4 für Modelle mit unterschiedlichen Effektivtemperaturen der Weißen Zwergsterne, für unterschiedliche Dichten am Boden der Zuwachsschicht und für verschiedene Temperaturen des Akkretionsringes gegeben. Die nicht variierten Modellparameter besitzen folgende Werte: $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$, $T_{\text{AR}} = 5/6/8$ ($\cdot 1000 \text{ K}$) und $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$.

Ebenfalls in Tabelle 4 gelistet sind Zahlenwerte für den Balmersprungparameter D_B . Die Modelle liefern dabei wesentlich kleinere Balmersprünge, als sie von Modellatmosphären für Hauptreihensterne oder wasserstoffreiche Weiße Zwergsterne ähnlicher Effektivtemperatur erhalten werden. Dies erklärt sich durch eine in optisch dünnen Teilen der Modellatmosphäre liegende Unstetigkeitsstelle bzgl. der chemischen Zusammensetzung. Verschiebt man die Diskontinuität in optisch dickere Schichten, so verstärkt sich der Balmersprung, da die Masse der wasserstoffreichen Schicht größer ist (s. Tabelle 4). Ähnlich niedrige Werte für den Balmersprung sind auch aus Messungen vieler kataklysmischer Systeme bekannt.

Die Abbildungen 4 und 5 verdeutlichen die Variation der Kontinuumsstrukturen, die bei Veränderung der Zustandsgrößen des Weißen Zwerges (T_{eff} und $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$) entstehen. Für die wasserstoffreiche Zuwachsschicht und den Akkretionsring

Tabelle 4: Kontinuumsgradienten und Balmersprung

	φ_K	φ_L	D_B
T_{eff}	a) für variierte Effektivtemperaturen des Weißen Zwerges		
15 500	-0.546	+0.002	-0.084
18 000	-0.384	+0.067	-0.048
21 000	-0.225	+0.117	-0.021
30 000	+0.191	+0.181	+0.047
N_{ZS}	b) für variierte Dichte am Boden der Zuwachsschicht		
16.0	-0.264	+0.121	+0.002
16.3	-0.225	+0.117	-0.021
16.6	-0.190	+0.093	-0.039
T_{AR}	c) für variierte Temperaturen des Akkretionsringes		
4/ 5/ 6	-0.198	+0.180	-0.030
5/ 6/ 8	-0.225	+0.117	-0.021
6/ 8/10	-0.262	+0.085	-0.006
8/10/12	-0.324	+0.077	+0.043

werden mittlere Werte angenommen (s. o.). Sichtbar ist vor allem der Einfluß auf den kurzwelligen Teil des Spektrums, welcher durch die Parameter des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" bestimmt ist. Im langwelligen Teil dagegen ist die vom Zentralobjekt abgestrahlte Energie vergleichsweise schwach. Die Strahlung stammt dort hauptsächlich vom wesentlich kühleren Akkretionsring, dessen Parameter in beiden Modellreihen konstant gehalten werden.

Eine T_{eff} -Änderung (Abb. 4) hat naturgemäß größeren Einfluß auf die Energieverteilung im Spektrum als eine $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ -Änderung (Abb. 5). Höhere Temperaturen in der geschichteten Atmosphäre verschieben das Energiemaximum zu kürzeren Wellenlängen. Ein negativer Gradient im kurzwelligen Bereich für

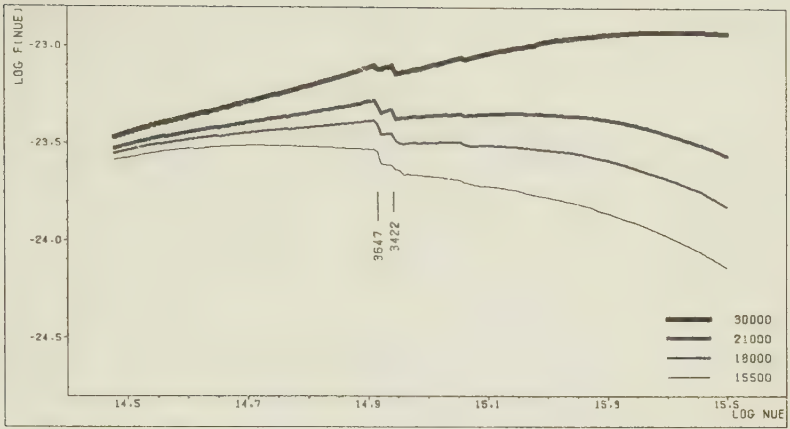


Abbildung 4: Kontinuumsspektren für eine Modellreihe mit unterschiedlichen Effektivtemperaturen des Weißen Zwerges, sonst konstante Parameter für Zentralobjekt und Akkretionsring (s. Text).

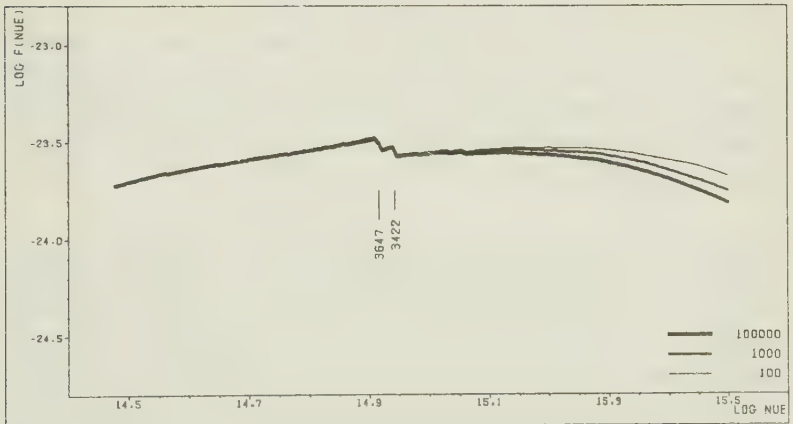


Abbildung 5: Kontinuumsspektren für eine Modellreihe mit variiertem Verhältnis von Helium zu Wasserstoff in der Atmosphäre des Weißen Zwerges, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, sonst wie Abb. 4.

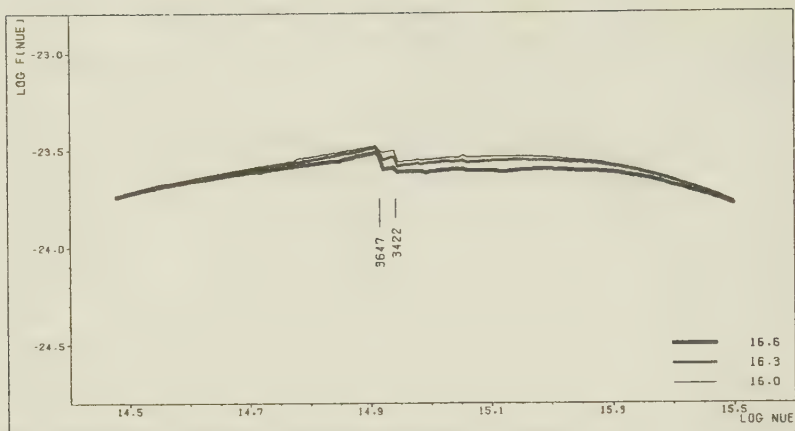


Abbildung 6: Kontinuumsspektren für eine Modellreihe mit variiert Dichte am Boden der Zuwachsschicht, sonst wie Abb. 4.

$T_{\text{eff}} = 15500 \text{ K}$ kann sich daher in einen positiven für $T_{\text{eff}} = 30000 \text{ K}$ umkehren. Der Gradient für eine mittlere Effektivtemperatur von $\approx 20000 \text{ K}$ liegt nahe bei 0.

Der Gradient $dF_{\nu}/d\nu$ ist fast konstant für unterschiedliche Elementhäufigkeiten. Eine schwache Differenzierung der Spektren ist nur für das ferne UV möglich. Dieses Ergebnis stimmt mit theoretischen Überlegungen überein, nach denen sich das Absorptionsverhalten für ein $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} > 10$ und gleiche Metallhäufigkeit nur wenig ändert.

Ein ähnliches Ergebnis zeigt die Abbildung 6, der eine Modellreihe zugrunde liegt, in der die Masse der Zuwachsschicht variiert ($T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, sonst wie oben). Deutlich wird der Einfluß der Teilchendichte in der wasserstoffreichen Schicht auf die Abstrahlung im Balmerkontinuum. Auch zeigt sich, daß die optisch dünne Zuwachsschicht nur die Feinstrukturen eines synthetischen Spektrums verändern kann, während die Stärke der Abstrahlung und der Verlauf des Kontinuums vom Weißen Zwerg und vom Akkretionsring bestimmt werden. So hängt auch der Balmersprung unmittelbar von den physikalischen Verhältnissen in der Zuwachsschicht ab. Wie zu erwarten war, vergrößert er sich für eine erhöhte Wasserstoffmasse auf der Atmosphäre des Weißen Zwerges.



Abbildung 7: Kontinuumsspektren für eine Modellreihe mit variiert Temperatur des Akkretionsringes, sonst konstante Parameter für Zentralobjekt und Akkretionsring (s. Text).

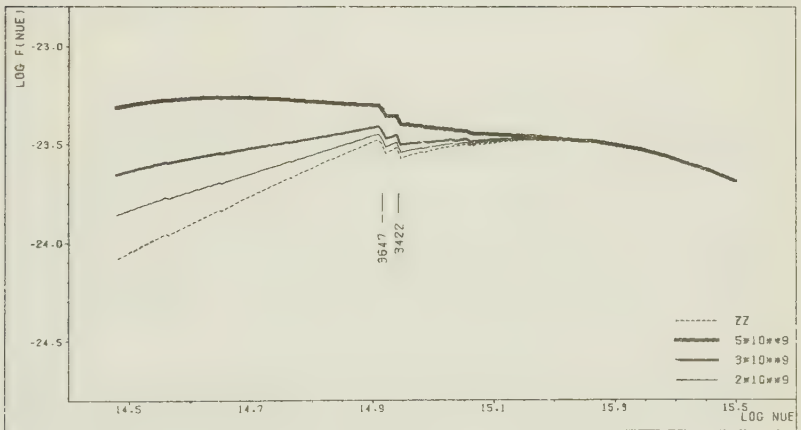


Abbildung 8: Kontinuumsspektren für eine Modellreihe mit variiertem Radius des Akkretionsringes, sonst wie Abb. 7.

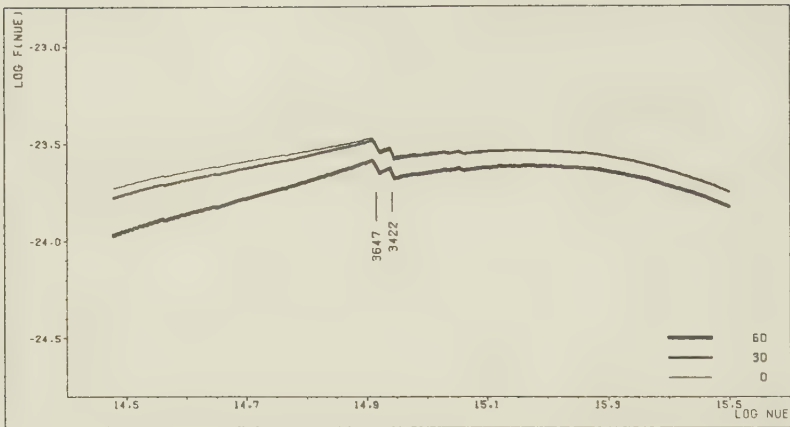


Abbildung 9: Kontinuumspektren für eine Modellreihe mit variiertem Neigung der Systemebene, konstante Parameter für Zentralobjekt und Akkretionsring (s. Text).

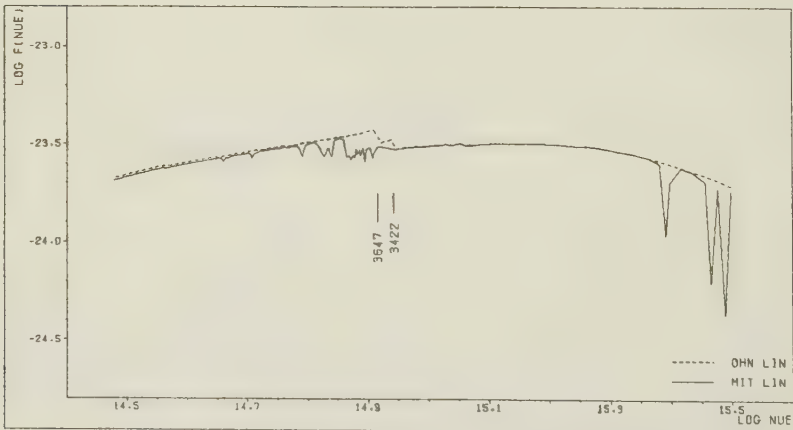


Abbildung 10: Strahlungsströme mit und ohne Einbeziehung von Linien für ein ausgewähltes Modell, Parameter s. Text.

In den Abbildungen 7 und 8 werden auftretende Strukturänderungen im Kontinuumspektrum anschaulich dargestellt, wenn die Parameter des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" konstant gehalten (s. o.), die Parameter des Akkretionsringes jedoch variiert werden. Änderungen der Temperatur bzw. des Radius haben ähnliche Auswirkungen auf das Aussehen des Spektrums. Erhöhung eines dieser Parameter führt zu einer verstärkten Energieabstrahlung im IR und im sichtbaren Spektralbereich, während das ferne UV nicht beeinflusst wird. Eine stärkere Änderung des Gradienten im langwelligen Spektralbereich wird durch Variation des Ringradius bewirkt. In diesem Fall ist nämlich die Energieumverteilung durch eine Verschiebung der Gewichte von Zentralobjekt und Akkretionsring gegeben, während bei Änderung der Ringtemperatur auch eine Verschiebung des Energiemaximums eintritt. Beide Abbildungen geben zum Vergleich das Kontinuumspektrum des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" ohne Akkretionsring (gekennzeichnet mit ZZ).

Die Annahme eines Neigungswinkels der Bahnebene zum Beobachter führt zu verminderter Energieabstrahlung sowohl im langwelligen als auch im kurzwelligen Spektralbereich (Abb. 9). Einerseits schrumpft nämlich die strahlende Fläche des Akkretionsringes, andererseits wird bei größeren Neigungswinkeln (s. Gl. 31) ein Teil des Zentralobjekts bedeckt. Daher reduziert sich die abgestrahlte Energie eines mit einem Neigungswinkel von 30° zum Beobachter liegenden Systems nur im langwelligen Spektralgebiet, während für einen Winkel von 60° der Energieoutput auch im UV sinkt.

Um den Einfluß der Linien auf das Aussehen des Spektrums zu zeigen, gibt Abbildung 10 für das Modell mit den oben gewählten Parametern ($T_{\text{eff}}^{(\text{WZ})} = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$, $T_{\text{AR}} = 5/6/8$ ($\cdot 1000 \text{ K}$) und $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$) berechnete Strahlungsströme - im Vergleich mit und ohne Linien. Es wird deutlich, daß trotz Verwendung einer heliumreichen Atmosphäre für den Weißen Zwerg relativ starke Lymanlinien im Spektrum sichtbar bleiben. Die Balmerabsorptionskante wird durch breite Wasserstoff- und Heliumlinien "verschmiert" und erscheint dadurch zum langwelligen verschoben.

Beachtet man die Skala der Ordinate, so zeigen die berechneten Spektren insgesamt nur eine geringe Bandbreite in Verlauf und Struktur. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit Messungen für novaähnliche Systeme, deren Kontinua sich vor allem durch einen sehr flachen Gradienten vom UV bis zum IR auszeichnen.

5.2 Linienprofile

Die Abbildungen 11 bis 20 zeigen Linienprofile für zwei Glieder der Balmerserie ($H\beta$ und $H\gamma$) sowie für zwei Glieder der Triplettsreihe des neutralen Helium ($\lambda\lambda$ 4471 und 4026 Å). Aufgetragen ist jeweils die Restintensität als Funktion des Wellenlängenabstandes (in Å) vom theoretischen Linienzentrum. Obwohl die Profile der vier dargestellten Linien unterschiedlich tief und breit sind, ist der Vergleichbarkeit wegen für alle vier Diagramme derselbe Maßstab gewählt worden. Kurz- und langwellig vom Linienzentrum werden die höchsten Punkte des scheinbaren Kontinuums auf 100% der Restintensität gesetzt.

Die Struktur der berechneten Profile gleicht der von typischen Dispersionsprofilen, die im Kern mit Emission aufgefüllt sind. Dopplereffekt als Verbreiterungsmechanismus in den Linien spielt demnach - im Gegensatz zu Ergebnissen der Akkretionsscheibenmodelle - für die hier im Modell angenommenen physikalischen Verhältnisse keine Rolle. Die Flügel der Linienprofile werden - wenn die Diskontinuität der Atmosphäre in optisch dünnen Regionen liegt - in den tieferliegenden, dichten, heliumreichen Schichten gebildet, der Kern dagegen in den darüberliegenden, heißen, wasserstoffreichen Schichten. Daher sind die berechneten Profile untypisch für Atmosphären Weißer Zwergsterne, jedoch ähnlich den in Spektren zahlreicher novaähnlicher Systeme gemessenen. Je nach der Temperatur der wasserstoffreichen Zuwachsschicht erhält man in einigen Modellen kleine Emissionsspitzen, die das Absorptionsprofil doppelt erscheinen lassen. Ausgeprägter ist die Erscheinung in den Heliumlinien (vor allem für λ 4471 Å), da deren Absorptionskomponente - im Unterschied zu den Wasserstofflinien - ausschließlich in tieferen Schichten gebildet wird und beim Durchgang durch die äußeren heißen Atmosphärenanteile im Kern einen Emissionsanteil erhält. Die leichte Asymmetrie der Profile rührt von der Festlegung des Kontinuums (s. Abschnitt 4.3) und von benachbarten Linien (Blendbildung) her. Von letzterem Effekt am stärksten betroffen ist die Linie HeI λ 4026 Å, deren kurzwelliger Flügel von dem langwelligen der Linie H ϵ und deren langwelliger Flügel von dem kurzwelligen der Linie H δ überlagert wird. Die Linie $H\beta$ dagegen liegt in einem linienfreien Spektralgebiet und ist von der Blendbildung nicht betroffen.

Die Balmerlinien $H\beta$ und $H\gamma$ besitzen ihre maximale Intensität bei $T_{\text{eff}} \approx 14000$ K (Matsushima et al, 1969). Dabei liegt das $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ -Verhältnis in der Größenordnung von 10. Die Abbildung 11 zeigt Linienprofile einer Modellreihe,

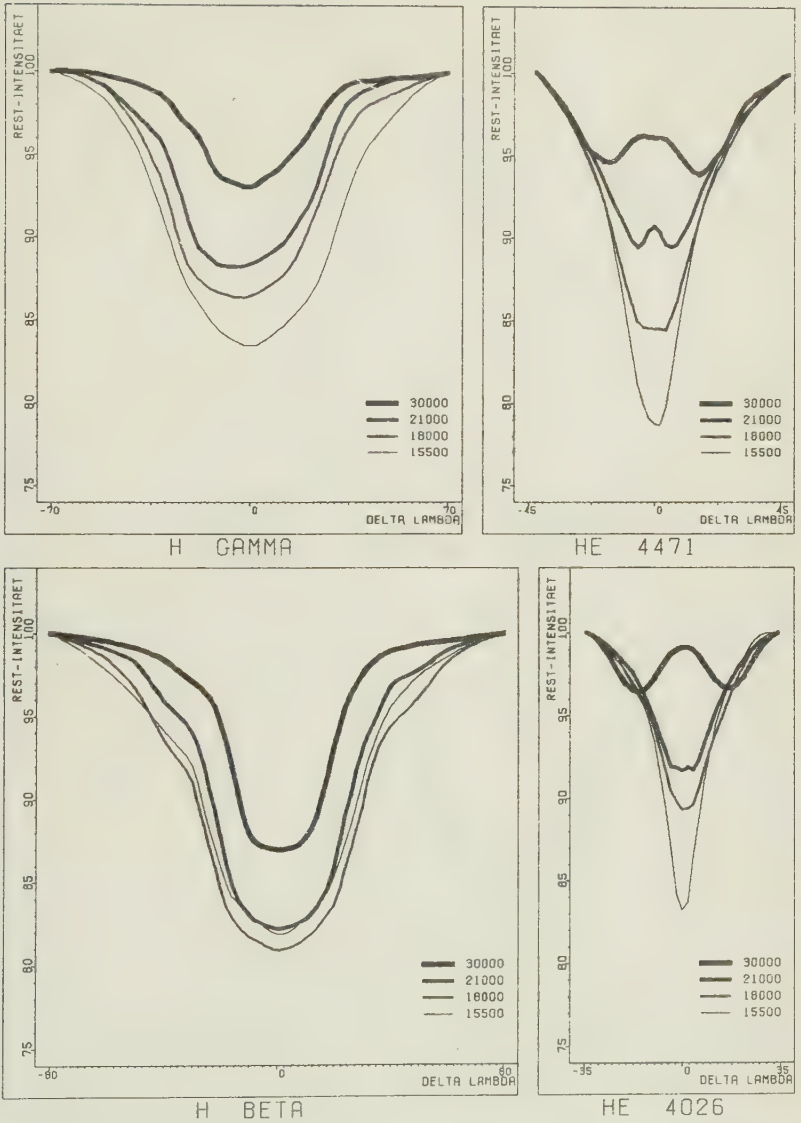


Abbildung 11: Linienprofile für eine Modellreihe mit unterschiedlichen Effektivtemperaturen des Weißen Zwerges, sonst konstante Parameter für Zentralobjekt und Akkretionsring (s. Text).

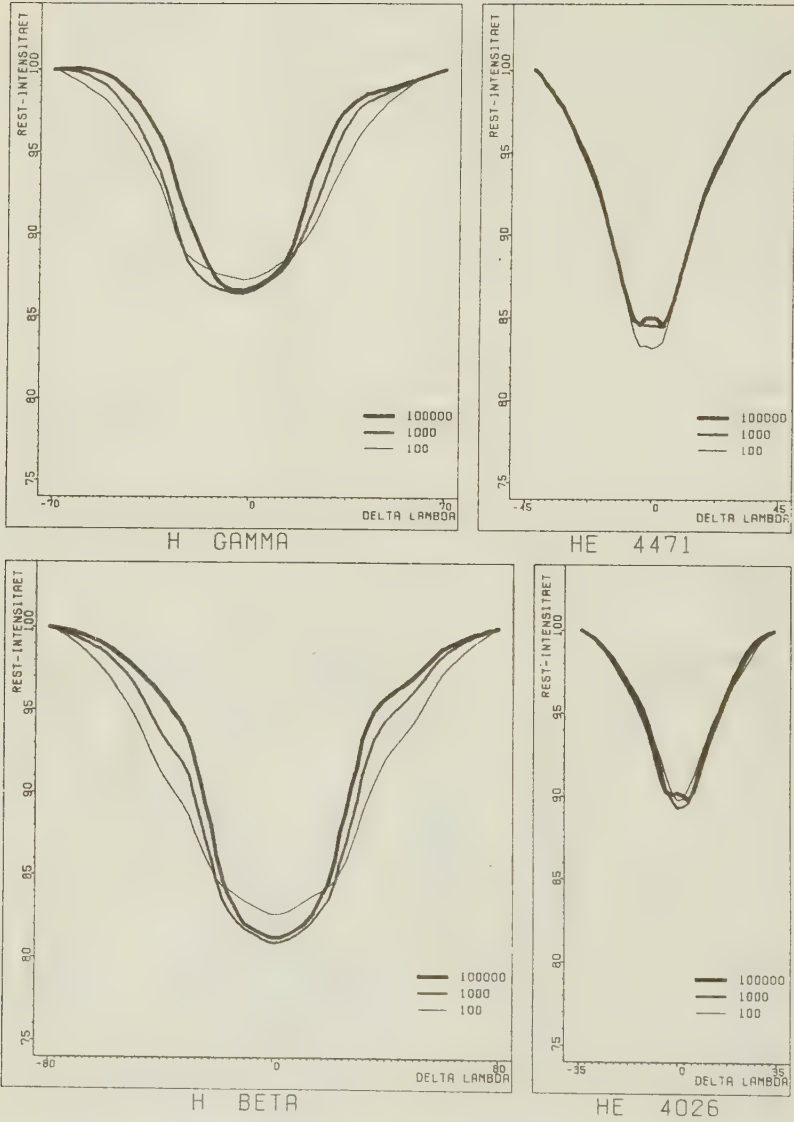


Abbildung 12: Linienprofile für eine Modellreihe mit variiertem Verhältnis von Helium zu Wasserstoff in der Atmosphäre des Weißen Zwerges, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 18000 \text{ K}$, sonst wie Abb. 11.

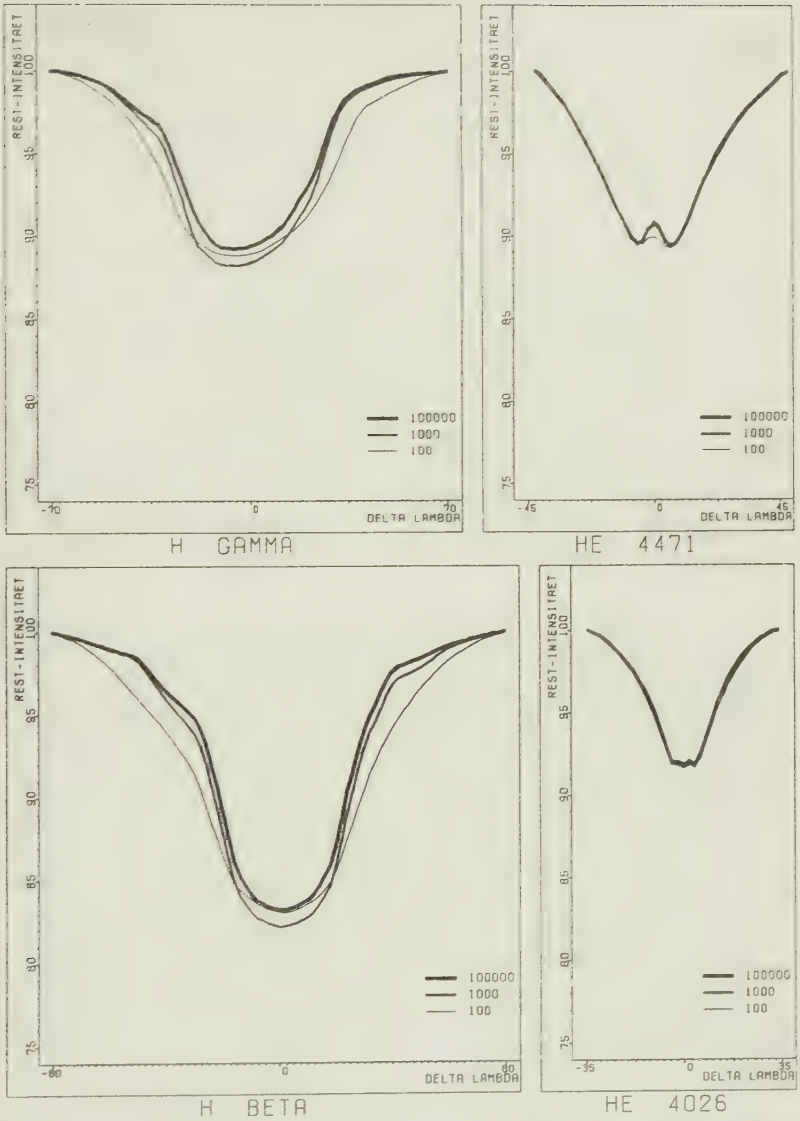


Abbildung 13: Linienprofile für eine Modellreihe wie in Abb. 12, nur für $T_{\text{eff}}^{(\text{WZ})} = 21000 \text{ K}$.

für die die Effektivtemperatur der heliumreichen Atmosphäre variiert wird. Die übrigen Modellparameter bleiben konstant: $N_{\text{He}} / N_{\text{H}} (\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$, $\tau = 5/6/8 (\cdot 1000 \text{ K})$, $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$. Die Ergebnisse verdeutlichen, daß die für Atmosphären Weißer Zwergsterne erhaltene Aussage im wesentlichen auch mit einer zusätzlichen wasserstoffreichen Schicht gültig ist. (Für H β verschiebt sich das Intensitätsmaximum zu etwas höheren Effektivtemperaturen.)

Sowohl die Halbwertsbreite als auch die zentrale Einsenkung der Profile nimmt stetig ab, wenn T_{eff} erhöht wird (s. Tab. 6 und 7). Der Grund liegt in der Senkung des Elektronendrucks im heliumreichen Teil der Atmosphäre. Der Effekt für die entsprechenden Heliumprofile ist vor allem der einer stärkeren Emissionskomponente im Linienkern für heißere Modelle, während die Flügel kaum Änderungen aufweisen. Letzteres ist auf eine Verschiebung des scheinbaren Kontinuums zurückzuführen, welche eine stärkere Einsenkung kompensieren kann. Die Verstärkung der Emission im Linienkern für heiße Modelle rührt von der Erhöhung der Diskontinuität bzgl. der Elektronendichte in der chemisch geschichteten Atmosphäre her.

Wird in einer Modellreihe nur das $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ -Verhältnis bei sonst konstanten Parametern variiert (Abb. 12 und 13), so bestätigt sich ebenfalls ein für ungeschichtete Atmosphären Weißer Zwergsterne erhaltenes Ergebnis: Mit zunehmender Heliumkonzentration (für $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} \geq 100$) in der Atmosphäre nehmen die Äquivalentbreiten der Balmerlinien ab. Während die zentrale Tiefe der berechneten Profile kaum schwankt, ist vor allem eine Verkleinerung der Halbwertsbreite bei größer werdendem $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ zu erkennen. Auch für dieses Phänomen ist ein geringerer Elektronendruck verantwortlich. Die entsprechenden Heliumprofile weisen kaum Unterschiede auf - in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Atmosphärenmodellen für Weiße Zwergsterne des Spektraltyps DB (Bues, 1970). In dieser Arbeit wurden nahezu unverändert starke Äquivalentbreiten für HeI $\lambda 4471 \text{ \AA}$ mit $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} \geq 10^3$ berechnet. Die Verschiebung des scheinbaren Kontinuums für unterschiedliche chemische Zusammensetzungen sorgt für eine weitere Nivellierung der Linienprofile.

Änderung der Zustandsgrößen des Weißen Zwergsternes führt bei chemisch geschichteten Atmosphären insgesamt zu gleichen Effekten in berechneten Linienprofilen wie bei ungeschichteten. Variation der Parameter am Boden der Zuwachsschicht bei sonst gleichbleibenden Eingabedaten zieht wesentlich stär-

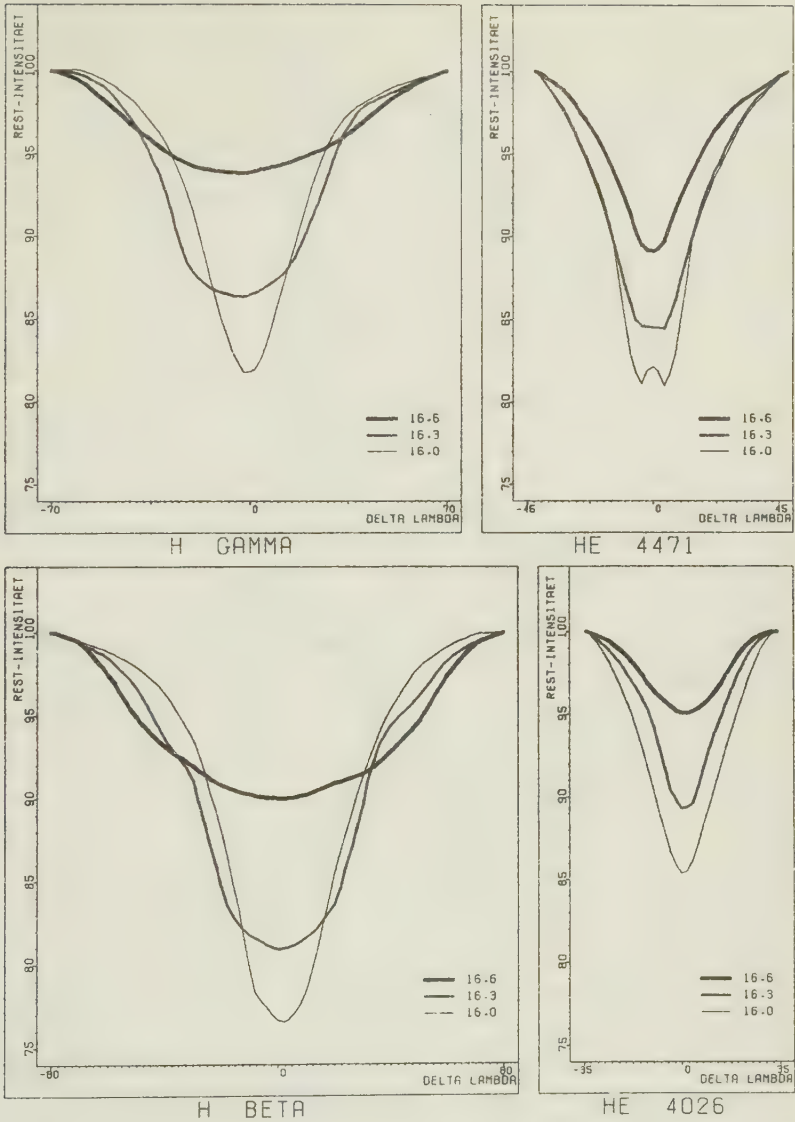


Abbildung 14: Linienprofile für eine Modellreihe mit variiert Dichte am Boden der Zuwachsschicht, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 18000 \text{ K}$, sonst wie Abb. 11.

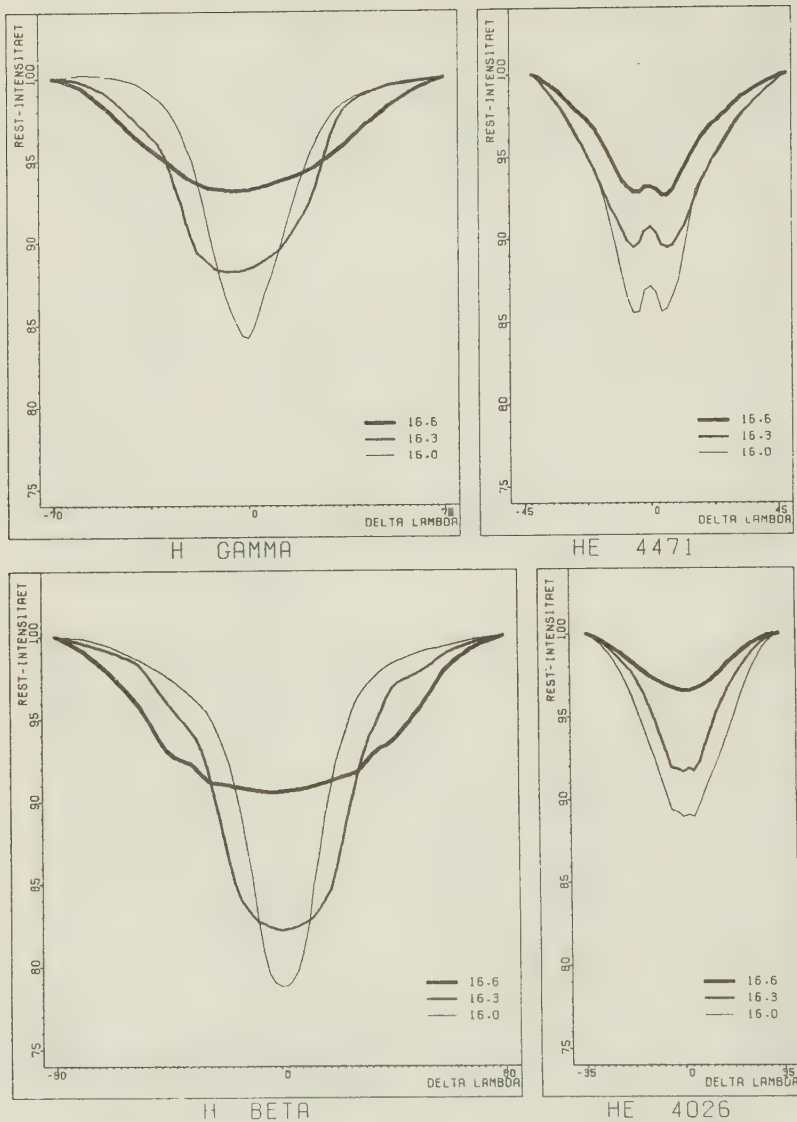


Abbildung 15: Linienprofile für eine Modellreihe wie in Abb. 14, nur für $T_{\text{eff}}^{\text{(WZ)}} = 21000 \text{ K}$.

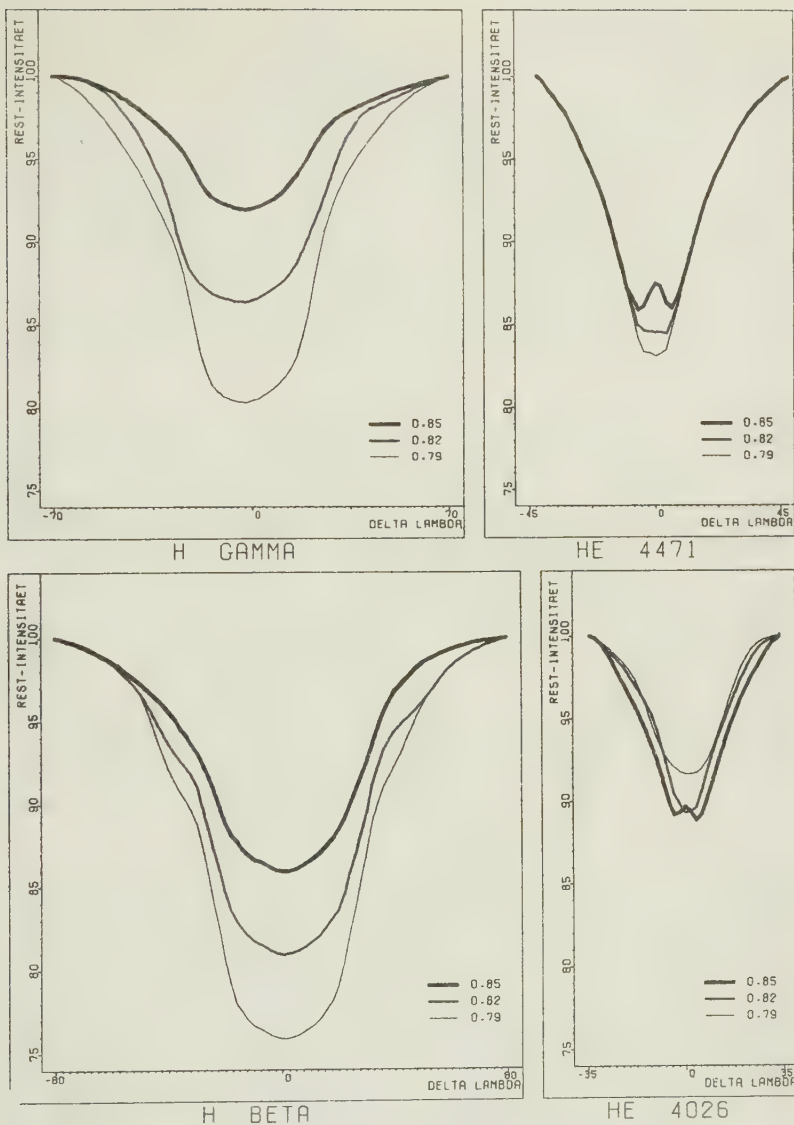


Abbildung 16: Linienprofile für eine Modellreihe mit variiert Temperatur am Boden der Zuwachsschicht, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 18000 \text{ K}$, sonst wie Abb. 11.

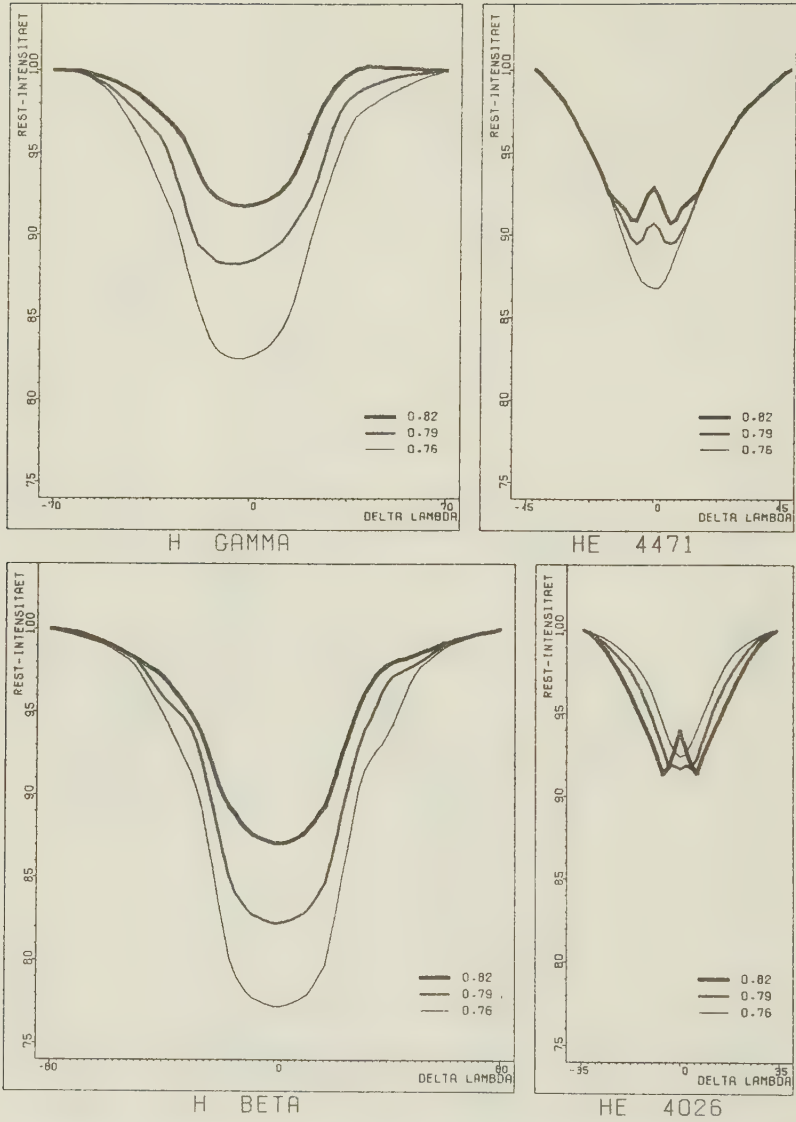


Abbildung 17: Linienprofile für eine Modellreihe wie in Abb. 16, nur für $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$.

kere Änderungen in den berechneten Profilen nach sich. Eine Erhöhung der Teilchendichte in der wasserstoffreichen Schicht führt zu einer "Umverteilung" der Absorption in den Balmerlinien und zu einer Schrumpfung der Heliumprofile (Abb. 14 und 15). Dichtere Wasserstoffschichten drängen die Heliumlinien produzierenden Schichten in optisch dicke Regionen, während sie selbst einen größeren Anteil an der Linienbildung übernehmen. Die Äquivalentbreiten der Balmerlinien in Absorption zeigen keine großen Schwankungen. Aufgrund von effizienterer Druckverbreiterung in dichteren Atmosphärenteilen nimmt zwar die zentrale Tiefe der Profile ab, gleichzeitig wächst jedoch die Halbwertsbreite. Emissionsspitzen im Zentrum der Heliumprofile verschwinden bei steigender Wasserstoffmasse.

Eine Variation der Temperatur am Boden der Zuwachsschicht beeinflusst vornehmlich den Linienkern der berechneten Profile (Abb. 16 und 17). Eine heißere Wasserstoffschicht bewirkt ein stärkeres Auffüllen der Absorptionslinien der Balmerreihe durch Emission, die theoretischen Äquivalentbreiten sinken daher erheblich (s. Tab. 5). Die entsprechenden Heliumprofile erhalten eine ausgeprägtere (für $\lambda 4471 \text{ \AA}$) bzw. eine neu auftretende (für $\lambda 4026 \text{ \AA}$) Emissionsspitze. Die Verstärkung des Profils für die Linie $\lambda 4026 \text{ \AA}$ ist ein Effekt des scheinbaren Kontinuums und zeigt deutlich die Auswirkungen der Blendbildung.

Ähnliche Ergebnisse wurden mit Modellreihen bei Variation der Parameter der Zuwachsschicht erzielt, für die $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 15500$ oder 30000 K bzw. $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^2$ oder 10^5 gesetzt wird.

Eine zweite Temperatur- und Dichteumkehr in der äußersten wasserstoffreichen Teilschicht (Simulation einer nichthomogenen Verteilung der durch hineinspiralende Materie produzierten Dissipationsenergie) besitzt relativ geringen Einfluß auf das Aussehen der Profile. In den Abbildungen 18 und 19 können berechnete Linienprofile eines homogenen Modells ($T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 18000$ bzw. 21000 K , $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$, $T_{\text{ZS}} = T_{\text{ZS}}^{1000}$) mit denen eines inhomogenen (zusätzlich: $\log N_{\text{A}} = 16.3$, $T_{\text{A}} = T_{\text{ZS}}^{1000} + 0.06 \cdot T_{\text{eff}}$) verglichen werden. Im Unterschied zu Linienprofilen, die mit homogenen Modellen berechnet werden, weisen die mit einer inhomogenen Schichtung erzeugten Balmerlinien eine Emissionsspitze auf. In zahlreichen novaähnlichen Systemen wurde phasenweise eine kleine Emissionskomponente in den Linien beobachtet. Ein Modell mit einer den Akkretionsprozeß simulierenden Außenschicht könnte daher bestimmte Phasen verstärkten Massenzuwachses in den beschriebenen Systemen erklären.

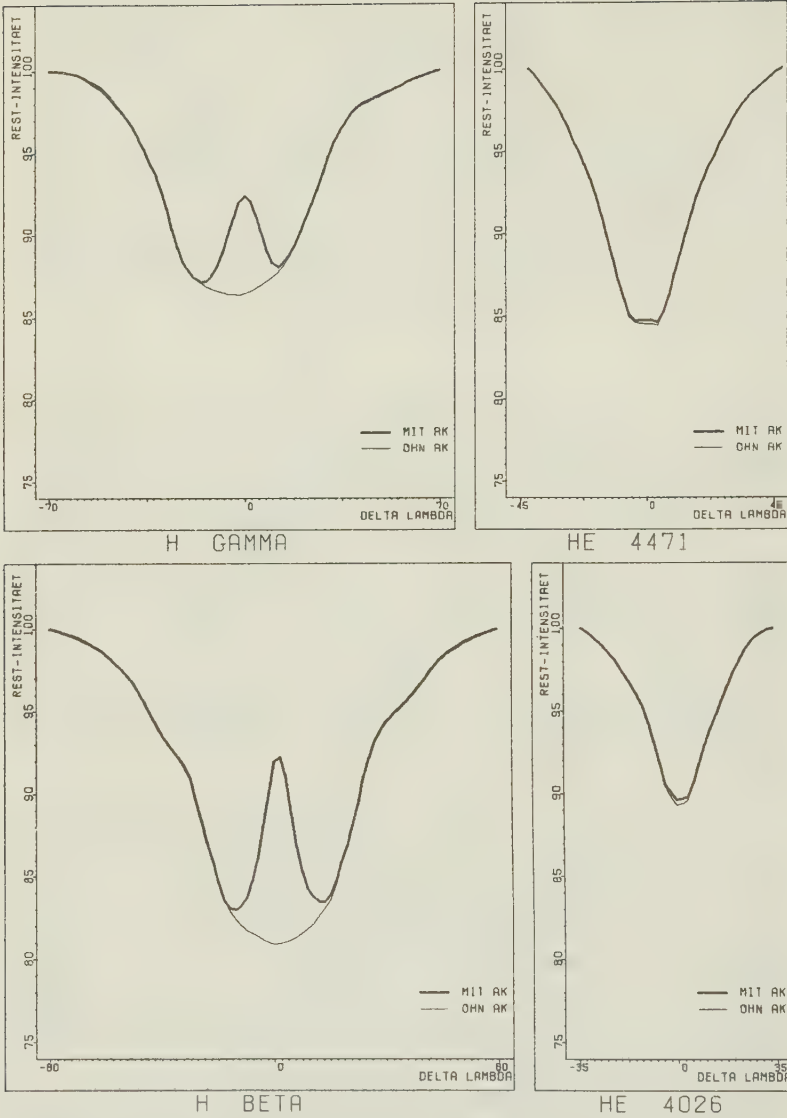


Abbildung 18: Linienprofile eines Modells ohne (OHN AK) und eines Modells mit einer Diskontinuität (MIT AK) in der äußersten Teilschicht der wasserstoffreichen Atmosphäre, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 18000 \text{ K}$, für die anderen Parameter siehe Text.

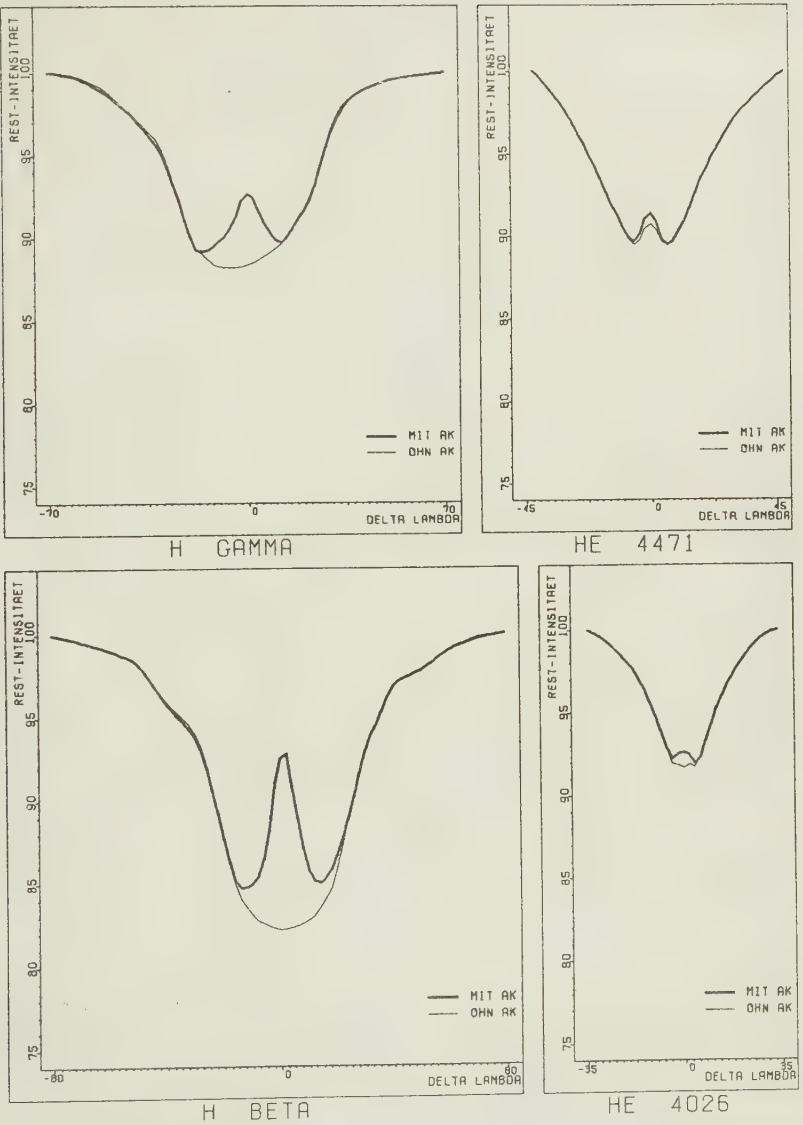


Abbildung 19: Linienprofile zweier Modelle wie in Abb. 18, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$.

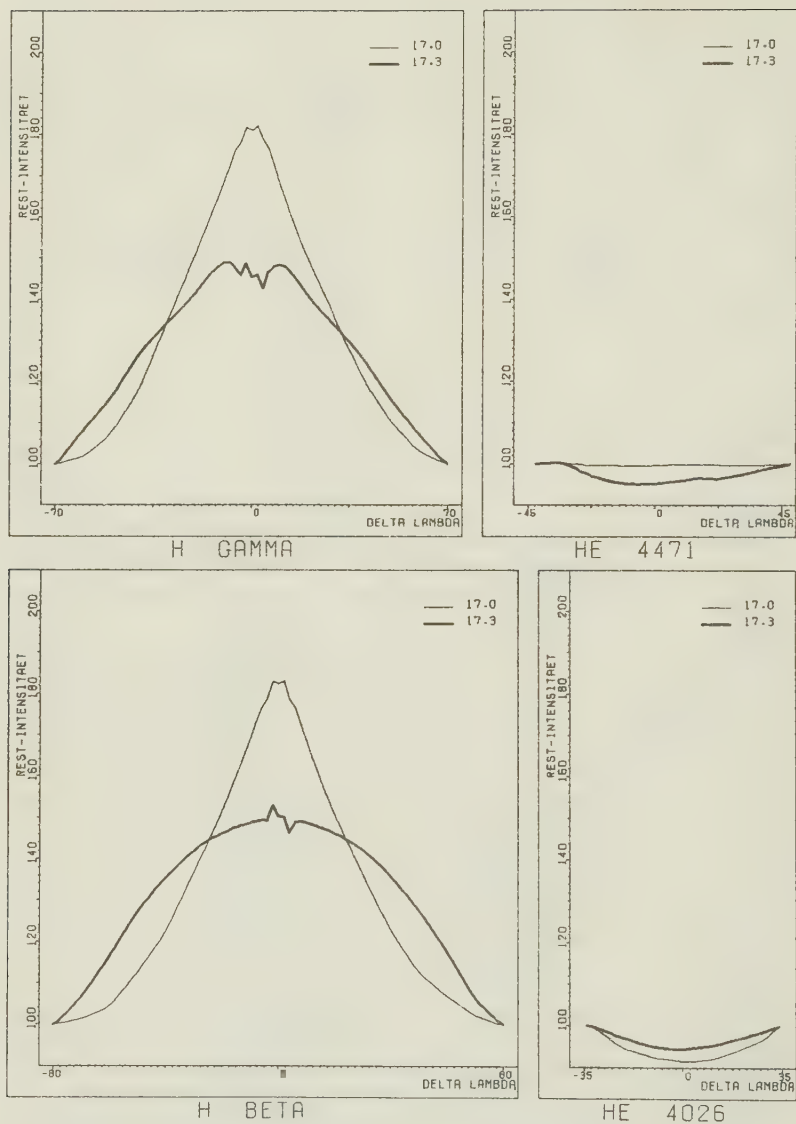


Abbildung 20: Linienprofile einer Modellreihe mit variiert Dichte in der äußersten Teilschicht der wasserstoffreichen Atmosphäre, Dichte am Boden der Zuwachsschicht um einen Faktor 10 erhöht, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, für die anderen Parameter siehe Text.

Tabelle 5: Äquivalentbreiten ausgewählter Modelle (in Å)

	H α	H β	H γ	H δ	H ϵ	HeI λ 4471	HeI λ 4026	Ca II-K
T_{eff}	a) für variierte Effektivtemperatur des Weißen Zwerges							
15 500	6.2	10.0	12.2	7.2	2.5	6.9	3.2	0.4
18 000	4.6	9.6	8.3	4.4	2.7	5.6	2.7	0.6
21 000	4.4	8.9	6.5	2.7	1.7	4.1	2.2	0.2
30 000	2.2	5.5	4.6	0.5	0.6	2.4	0.1	0.0
N_{ZS}	b) für variierte Dichte am Boden der Zuwachsschicht							
16.0	4.3	6.4	4.8	2.6	1.5	5.2	2.9	0.2
16.3	4.4	8.9	6.5	2.7	1.7	4.1	2.2	0.2
16.6	3.1	4.5	9.1	5.1	0.5	2.7	0.9	0.1
T_{ZS}	c) für variierte Temperatur am Boden der Zuwachsschicht							
0.76	8.6	11.8	9.8	5.2	3.3	4.7	2.0	0.1
0.79	4.4	8.9	6.5	2.7	1.7	4.1	2.2	0.2
0.82	1.6	5.8	3.8	0.2	0.4	3.4	1.6	0.2

Tabelle 6: Halbwertsbreiten ausgewählter Modelle (in Å)

	H α	H β	H γ	H δ	H ϵ	HeI λ 4471	HeI λ 4026	Ca II-K
T_{eff}	a) für variierte Effektivtemperatur des Weißen Zwerges							
15 500	80	60	50	60	50	30	20	5
18 000	80	60	50	50	40	40	30	5
21 000	70	60	50	50	30	50	50	5
30 000	50	50	40	40	20	60	60	0
N_{ZS}	b) für variierte Dichte am Boden der Zuwachsschicht							
16.0	40	40	30	30	20	40	30	5
16.3	70	60	50	50	30	50	50	5
16.6	160	80	80	90	90	70	60	5
T_{ZS}	c) für variierte Temperatur am Boden der Zuwachsschicht							
0.76	80	60	50	50	30	40	30	5
0.79	70	60	50	50	30	50	50	5
0.82	60	50	40	50	20	50	50	5

Tabelle 7: Zentrale Einsenkungen ausgewählter Modelle (in %)

	H α	H β	H γ	H δ	H ϵ	HeI $\lambda 4471$	HeI $\lambda 4026$	Ca II-K
T _{eff}	a) für variierte Effektivtemperatur des Weißen Zwerges							
15 500	8	17	22	18	9	25	19	8
18 000	7	16	18	14	7	15	9	14
21 000	7	16	16	12	7	11	7	11
30 000	5	13	13	7	4	5	2	0
N _{ZS}	b) für variierte Dichte am Boden der Zuwachsschicht							
16.0	10	20	21	15	11	15	10	15
16.3	7	16	16	12	7	11	7	11
16.6	2	6	12	9	2	8	4	2
T _{ZS}	c) für variierte Temperatur am Boden der Zuwachsschicht							
0.76	11	21	22	17	11	13	8	11
0.79	7	16	16	12	7	11	7	11
0.82	3	11	11	7	5	9	6	11

Starke strukturelle Änderungen in den Profilen können mit derart veränderten Bedingungen in der Modellschichtung jedoch nicht bewirkt werden.

Drastische Änderungen im Spektrum ergeben sich, wenn man die Dichte in der Zuwachsschicht um etwa einen Faktor 10 erhöht und gleichzeitig die Temperatur am äußeren Rand auf den Wert der Effektivtemperatur anhebt (Abb. 20). Simuliert wird mit einer solchen Modellreihe ein stark erhöhter Materiefluß in die Zuwachsschicht, der sich infolge einer Instabilität im Akkretionsring (Erhöhung der kinematischen Viskosität) ergibt. Die Modellparameter sind: $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 17.3$, $\Delta T_0 \approx 0$, $\varphi_T = -100$, $T_A = T_{\text{eff}}$, die Dichte am äußeren Rand der Zuwachsschicht wird variiert (s. auch Tab. 3). Die Diskontinuität liegt in optisch dicken Regionen. Daher sind keine Heliumstrukturen mehr im Spektrum sichtbar. Starke Balmerlinien treten in Emission auf. (Die in Abbildung 20 sichtbaren Strukturen in den Diagrammen für die Heliumprofile sind die starken Flügel der Balmerlinien in Emission.) Die Ergebnisse zeigen, daß es möglich ist, durch veränderte Parameter in der Zuwachsschicht (am Boden und am äußeren Rand) einige Strukturen von beobachteten Zwergnovae im Minimum zu erklären.

Äquivalentbreiten, Halbwertsbreiten und zentrale Tiefen für die stärksten Linien im sichtbaren Spektralbereich sind in den Tabellen 5 bis 7 für ausgewählte Modelle gegeben. Variiert werden $T_{\text{eff}}(\text{WZ})$ (in K), $\log N_{\text{ZS}}$ und T_{ZS} (in Einheiten von $T_{\text{eff}}(\text{WZ})$). Die konstant gehaltenen Parameter besitzen die oben gegebenen mittleren Werte. Die Halbwertsbreiten werden auf die Zehnerstelle gerundet, der kleinste aufgeführte Wert ist $5 \text{ \AA}$. Die CaII-Linie kann - wie aufgrund der berechneten Äquivalentbreiten deutlich wird - trotz Anreicherung in der Atmosphäre nicht im System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" entstehen. Profile und Äquivalentbreiten der anderen Linien zeigen dagegen eine befriedigende Übereinstimmung mit Messungen in Spektren novaähnlicher Systeme.

Obwohl die Balmerlinien im Kern durch die Strahlung des Akkretionsringes leicht modifiziert werden können, weisen die angepaßten Heliumlinienprofile darauf hin, daß die Bedingungen in der chemisch geschichteten Atmosphäre nicht wesentlich von den für die Modelle gewählten abweichen können. Die theoretischen Linienprofile zeigen eine größere Variabilität als die synthetischen Kontinuumspektren und erlauben daher eher eine Zuordnung von Modellparametern zu den Zustandsgroßen des beschriebenen Systems.

5.3 Farben

Theoretische Zweifarbendiagramme des breitbandigen UVB- sowie des Ström-grensystems mittlerer Bandbreiten zeigen die Abbildungen 21 bis 24 für ausge-wählte Modellreihen. Eingezeichnet sind die theoretischen Relationen für Schwarze Körper (BB), indiziert mit den entsprechenden Temperaturen, und die durch die interstellare Materie bedingten Verfärbungen (s. Abschnitt 4.4). Mithilfe der oben gegebenen Farbgleichungen werden Farbindizes berechnet, die in den Diagrammen ein Gebiet nahe der BB-Linie besetzen. Da die Ergebnisse vorwiegend durch die heliumreiche Atmosphäre des Weißen Zwergsternes, deren Farben nur wenig unterhalb dieser Sequenz liegen (Bues, 1970), und den als Planck'schen Strahler behandelten Akkretionsring bestimmt werden, ist die Position der durch die Modelle ermittelten Farben im Diagramm verständlich.

Abbildung 21 verdeutlicht die Veränderungen der Farben in einer Modellreihe, für die die Effektivtemperatur des Weißen Zwerges und die Temperatur des Akkretionsringes bei sonst konstanten Parametern ($N_H/N_H \text{ (WZ)} = 10^3$, $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$, $\log N_{ZS} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000$) variiert werden. Punkte unterschiedlicher Effektivtemperatur, aber mit konstanter Ringtemperatur sind durch gestrichelte Linien verbunden (gekennzeichnet mit TEFF), Punkte unterschiedlicher Ringtemperatur, aber mit konstanter Effektivtemperatur durch Geradenstücke (gekennzeichnet mit T AR). Die Ergebnisse besetzen in den beiden Zweifarbendia-grammen ein Gebiet, dessen Temperaturbereich zwischen dem der Weißen Zwerge und dem der Akkretionsringe liegt. Dies war zu erwarten, da beide Objekte etwa zu gleichen Teilen zur Gesamtleuchtkraft beitragen. Modelle mit höherem T_{eff} liefern dabei blauere Farben. Auffallend ist, daß bei zunehmender Temperatur des Akkretionsringes die Farben in Regionen des Diagramms wan-dern, die normalerweise auf kühler werdende Objekte weisen. Die Erklärung liegt darin, daß ein heißerer Akkretionsring zunehmend Einfluß auf die Gesamtabstrahlung des durch das jeweilige Modell beschriebenen Systems nimmt. Die Farben des trotz erhöhter Temperatur immer noch - relativ zum System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" - kühlen Ringes "ziehen" die des Gesamtsystems nach unten. Dieser Prozeß kann aber nicht linear verlaufen, da andernfalls bei sich fortsetzender Erhöhung der Ringtemperatur dessen Farben blauer würden als die des Gesamtsystems. Aus dieser Argumentation heraus erklärt sich der Knickpunkt im Modellgitter bzgl. der Akkretionsringtemperatur. Für Modelle mit einer niedrigen Effektivtemperatur ist der Knickpunkt ausgeprägter, so daß schon für relativ geringe Temperaturerhöhungen des Akkretionsringes die Farben des Gesamtsystems nach anfänglicher Rötung wieder blauere Werte annehmen.

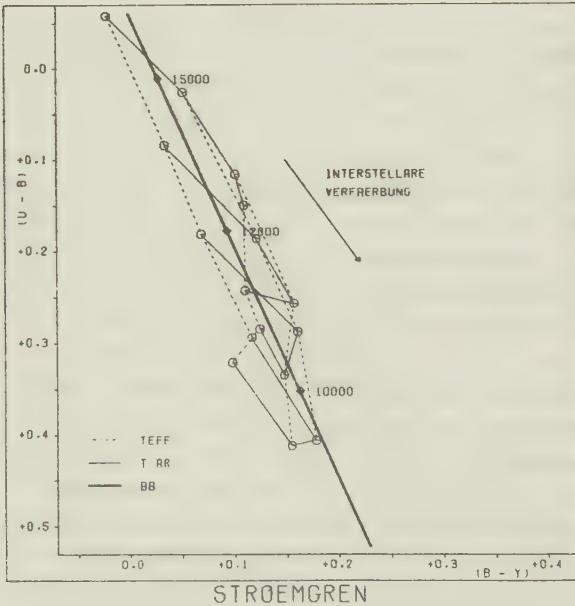
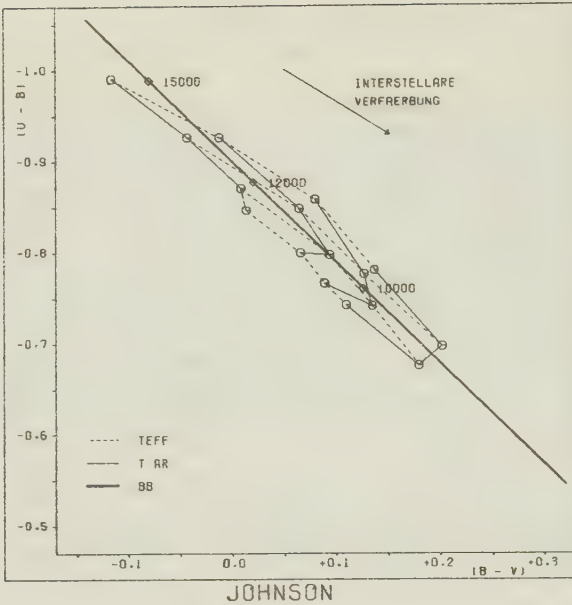


Abbildung 21: Zweifarbindiagramme für eine Modellreihe mit variiertem Effektivtemperatur des Weißen Zwergs (TEFF) und verschiedener Temperatur des Akkretionsringes (T AR), sonst konstante Parameter für Zentralobjekt und Akkretionsring (s. Text).

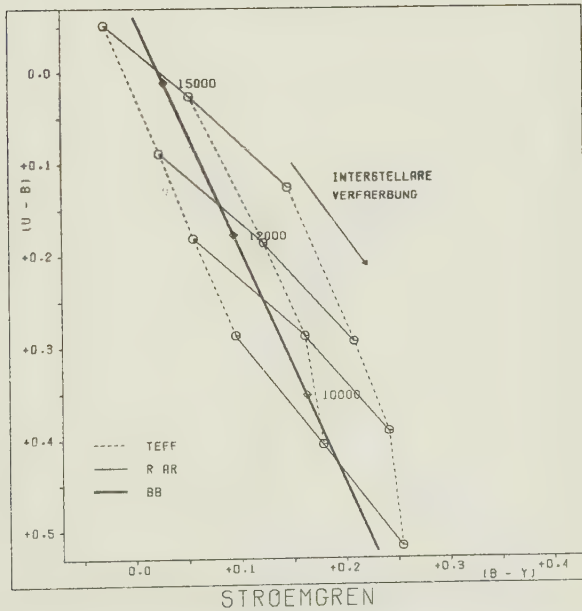
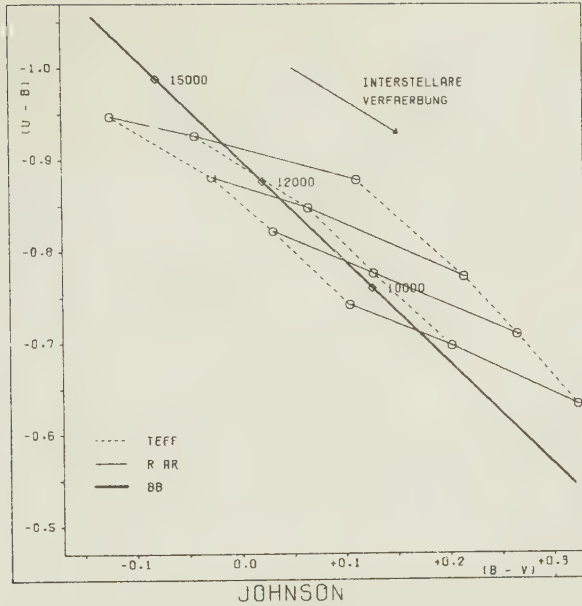


Abbildung 22: Zweifarbindiagramme für eine Modellreihe mit verschiedenen Radien (statt der Temperatur) des Akkretionsringes (R AR), $T_{AR} = 5/6/8$, sonst wie Abb. 21.

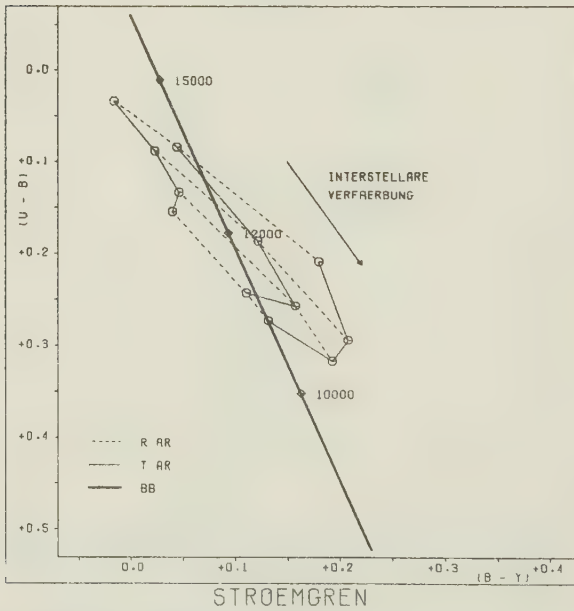
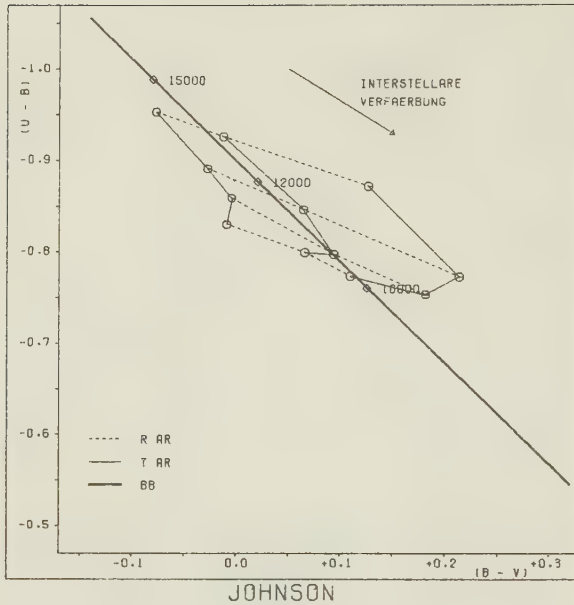


Abbildung 23: Zweifarbendiagramme für eine Modellreihe mit variierten Parametern (Temperatur und Radius) des Akkretionsringes, $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, sonst wie Abb. 21.

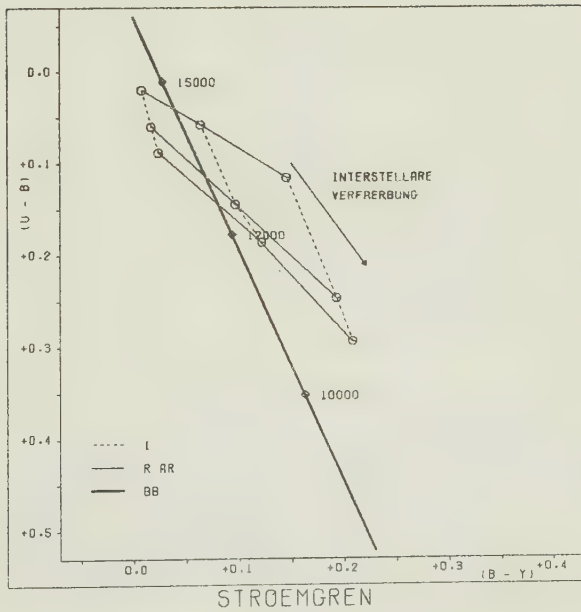
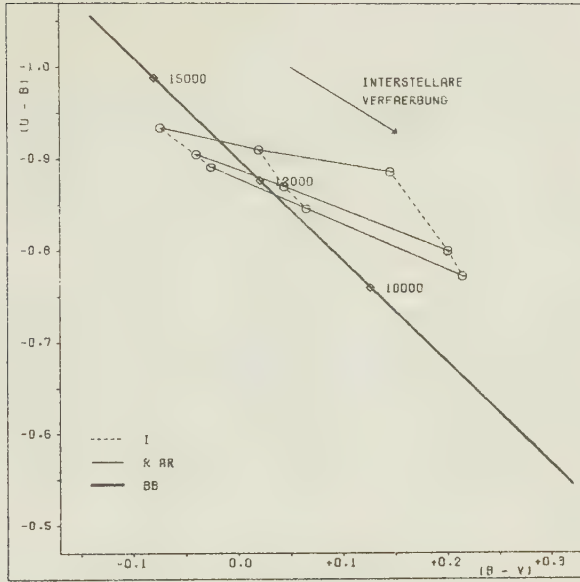


Abbildung 24: Zweifarbindiagramme für eine Modellreihe mit variiertem Radius des Akkretionsringes und verschiedener Neigung der Systemebene (I), $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $T_{\text{AR}} = 5/6/8$, sonst wie Abb. 21.

Variiert man statt der Temperatur den Radius des Akkretionsringes (gekennzeichnet mit R_{AR} , s. Abb. 22), so besetzen die Farben ein etwa gleich positioniertes Gebiet in den Zweifarbandiagrammen wie für die in Abbildung 21 dargestellte Modellreihe. Die Spreizung des Farbgitters ist gering, da eine Reduzierung der Effektivtemperatur des Weißen Zwerges fast gleichgerichtete Verschiebungen in den Diagrammen nach sich zieht wie eine Erhöhung des Radius des Akkretionsringes. Ein größerer Ringradius ist nämlich mit einer Zunahme von kühler Materie im System verbunden: Die Farben werden röter.

Die Abhängigkeit der Farben von Temperatur und Ausdehnung des Akkretionsringes ist in Abbildung 23 für eine Modellreihe dargestellt, in der das Zentralobjekt konstante Parameter besitzt ($T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 10^3$). Erwartungsgemäß erhält man ähnliche Ergebnisse wie für die in Abbildung 21 dargestellte Modellreihe, da nämlich $T_{\text{eff}}(\text{WZ})$ und R_a in die gleiche Richtung wirken. Der durch die Farben eingenommene Temperaturbereich ist dagegen etwas schmaler.

Variation des Neigungswinkels der Bahnebene zum Beobachter hat einen unerwarteten Effekt auf die berechneten Farben. Die Ergebnisse einer Modellreihe (Abb. 24), für die neben diesem Parameter auch der Radius des Akkretionsringes variiert wird, weisen bei größerer Neigung der Bahnebene eine Verschiebung der Farben zu blauerer Werte auf. Eine Erklärung findet das Phänomen darin, daß Randverdunkelungseffekte für den Akkretionsring (Verschiebung zu röteren Farben) durch eine Umverteilung der strahlenden Flächen der heißen und der kühlen Komponente (Verschiebung zu blauerer Farben) überlagert werden. Bei größerer Bahnneigung wird die Fläche des kühlen Akkretionsringes stärker als die des heißen Zentralobjekts durch Bedeckung verringert (s. Abb. 3). Eine stärkere Spreizung des Farbgitters erhält man, wenn - wie in Akkretionsscheibenmodellen - eine Bahnneigung $> 60^\circ$ zugelassen wird.

Andere Modellreihen, in denen das $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ -Verhältnis in der Atmosphäre des Weißen Zwerges oder ein Parameter der Zuwachsschicht variiert wurden, liefern Ergebnisse, die bzgl. der errechneten Farben keine hinreichende Differenzierung zulassen. Für den ersten Parameter ist dieser Mangel in heliumreichen Atmosphären mit $T_{\text{eff}} \approx 18000 \text{ K}$ bekannt (Bues, 1970), für den zweiten ist eine nennenswerte Farbvariation nur zu erwarten, wenn die Diskontinuität der Atmosphäre bzgl. chemischer Zusammensetzung in optisch dicke Regionen wandert.

Tabelle 8: Farben des UBV- und des uvby-Systems

	(U - B)	(B - V)	(u - b)	(b - y)
T_{eff} a) für variierte Effektivtemperatur des Weißen Zwerges				
15 500	-0.70	+0.20	+0.41	+0.18
18 000	-0.78	+0.13	+0.29	+0.13
21 000	-0.86	+0.06	+0.18	+0.09
30 000	-0.93	-0.04	+0.03	+0.03
T_{AR} b) für variierte Temperatur des Akkretionsringes				
4/5/8	-0.93	-0.02	+0.08	+0.03
5/6/8	-0.86	+0.06	+0.18	+0.09
6/8/10	-0.80	+0.09	+0.25	+0.12
8/10/12	-0.80	+0.06	+0.24	+0.11
R_a c) für variierten Radius des Akkretionsringes				
$2 \cdot 10^9$	-0.93	-0.04	+0.08	+0.02
$3 \cdot 10^9$	-0.86	+0.06	+0.18	+0.09
$5 \cdot 10^9$	-0.72	+0.21	+0.38	+0.21
i d) für variierte Neigung der Systemebene				
0	-0.86	+0.06	+0.18	+0.09
30	-0.88	+0.04	+0.15	+0.07
60	-0.93	-0.01	+0.08	+0.03

Ergebnisse für berechnete Farbindizes gibt Tabelle 8. Variiert werden $T_{\text{eff}}(\text{WZ})$ (in K), T_{AR} (in 1000 K), R_a (in cm) und i (in Grad). Die konstant gehaltenen Parameter der Modellreihen sind: $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $T_{\text{AR}} = 5/6/8 \cdot 1000 \text{ K}$, $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$ und $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$. Insgesamt besetzen die durch die Modelle errechneten Farben - im Vergleich zu Werten novaähnlicher Systeme - einen zu schmalen Streifen in den Zweifarbandiagrammen. Die Bandbreite entlang der BB-Linie entspricht jedoch etwa der beobachteter Farben.

5.4 Absolute Helligkeiten

Mithilfe der im Abschnitt 4.4 beschriebenen Methoden werden absolute bolometrische und visuelle Helligkeiten sowie die sich aus der Differenz ergebenden bolometrischen Korrekturen errechnet. Für ausgewählte Modelle zeigt Tabelle 9 Ergebnisse. Diese entsprechen den in Tabelle 8 aufgeführten Farben.

Tabelle 9: Absolute Helligkeiten

	M_{bol}	M_{vis}	B.C.
T_{eff} a) für variierte Effektivtemperatur des Weißen Zwerges			
15 500	+10.0	+10.9	-0.9
18 000	+9.5	+10.7	-1.2
21 000	+9.0	+10.6	-1.6
30 000	+8.1	+10.3	-2.2
T_{AR} b) für variierte Temperatur des Akkretionsringes			
4/5/8	+9.1	+10.9	-1.8
5/6/8	+9.0	+10.6	-1.6
6/8/10	+8.8	+10.2	-1.4
8/10/12	+8.5	+9.7	-1.2
R_a c) für variierten Radius des Akkretionsringes			
$2 \cdot 10^9$	+9.1	+10.9	-1.8
$3 \cdot 10^9$	+9.0	+10.6	-1.6
$5 \cdot 10^9$	+8.8	+10.0	-1.2
i d) für variierte Neigung der Systemebene			
0	+9.0	+10.6	-1.6
30	+9.0	+10.7	-1.7
60	+9.3	+11.1	-1.8

Deren Spannbreite ist wesentlich geringer als die der mit Akkretionsscheibenmodellen erhaltenen Werte. Sie entspricht etwa der von Weißen Zwergsternen. Die obere Grenze liegt dabei im Bereich der Helligkeiten von Zwergnovae im Minimum, der mittlere Wert erreicht die Leuchtkraft eines energiearmen kataklysmischen Systems. Die durch Akkretionsscheibenmodelle gelieferten absoluten Helligkeiten können stark moduliert werden (z. B. geben Mayo et al, 1980: $+4 \leq M_v \leq +15$), indem die Massenflußrate beliebig erhöht wird. Im vorliegenden Modell dagegen variieren die Leuchtkräfte im wesentlichen mit der Effektivtemperatur des Weißen Zwerges. Eine zusätzliche Erhöhung der Leuchtkraft des durch die Modelle beschriebenen Systems durch Variation von Radius bzw. Temperatur des Akkretionsringes findet seine Begrenzung in der Bedingung, daß der Ring und das Zentralobjekt etwa zu gleichen Teilen an der Gesamthelligkeit des Systems beteiligt sind.

Bei Erhöhung eines der Parameter des kühlen Akkretionsringes erhöht sich vor allem die visuelle Helligkeit, während für kleine Ringe im unteren Temperaturbereich die abgestrahlte Energie des Gesamtsystems kaum größer als die des heißen Zentralobjekts ist. Entsprechend schwankt die bolometrische Korrektur von Werten, ähnlich denen eines heißen Weißen Zwerges, bis zu Größenordnungen im Bereich von Hauptreihensternen des Spektraltyps AO. Eine Abhängigkeit der Leuchtkräfte von der Neigung der Bahnebene zur Sehlinie des Beobachters ist ausgeprägter im visuellen Bereich. Die Verkleinerung der strahlenden Fläche des Akkretionsringes hat nämlich größeren Einfluß auf den Energieoutput des Gesamtsystems als die gleichzeitige Teilbedeckung des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" (vgl. auch mit Abb. 24). Bei lichtschwachen Ringen und hinreichend großer Bahnneigung kann die absolute Helligkeit sogar unter den zugehörigen Wert des unbedeckten Zentralobjekts allein fallen.

Eine Variation der chemischen Zusammensetzung in der heliumreichen Atmosphäre oder der Parameter der Zuwachsschicht hat - wie für die Farben - keine erkennbare Änderung der theoretischen absoluten Helligkeiten zur Folge.

6 Vergleich mit beobachteten novaähnlichen Systemen und Diskussion

6.1 Anpassung an Kontinua, Linienprofile und Farben der Systeme V3885 Sagittarii und RW Sextantis

6.1.1 Beobachtungsdaten für die beiden Systeme

V3885 Sagittarii (= CD -42°14462) und RW Sextantis (= BD -7°3007) sind zwei der am besten untersuchten, als novaähnliche Veränderliche klassifizierten Systeme (Bond et al, 1971; Wegner, 1972; Cowley et al, 1972; Hesser et al, 1972 u. 1974; Cowley et al, 1977a u. b; Bond, 1978; Guinan et al, 1982 und Greenstein et al, 1982). Vor allem V3885 Sgr diente daher zahlreichen Autoren als Vergleichsobjekt zum Test der Anwendbarkeit ihrer Akkretionsscheibenmodelle (z. B. Herter et al, 1979; Panek, 1979 und Mayo et al, 1980).

Tabelle 10: Spektrale Daten für V3885 Sgr und RW Sex sowie für ein ausgewähltes Modell

	V3885 Sgr	RW Sex	Modell
a) Kontinuumsgradienten und Balmersprung			
φ_K	-	-	-0.225
φ_L	+0.11	-	+0.117
D_B	-0.05	-	-0.021
b) Äquivalentbreiten			
H α	4.9	-	4.4
H β	6.2	-	8.9
H γ	9.6	2.7	6.5
H δ	5.8	4.6	2.7
H ϵ	3.7	-	1.7
HeI λ 4471	4.1	-	4.1
HeI λ 4026	1.2	-	2.2
CaII K	1.0	-	0.2

Während die Doppelsternnatur beider Systeme als gesichert gelten darf, ist die Zuordnung der Strahlung zu einer der Systemkomponenten umstritten. Cowley et al (1977a u. b) vermuteten, daß zumindest das Absorptionsspektrum in der Photosphäre eines Weißen Zwerges gebildet wird. Bond dagegen hält die Aufreizung der Akkretionsscheibe eines in einem permanenten Ausbruchsstadium befindlichen Systems für die wahrscheinlichere Möglichkeit, die gemessene Strahlung zu erklären.

Beide Objekte zeigen ein für ihre Spezies typisches Spektrum (s. Abschnitt 2.1): ein flaches, blaues Kontinuum (s. Abb. 25 und 26) mit ungewöhnlich breiten, flachen Absorptionslinien vor allem der Balmerreihe und der Triplettsreihe des neutralen Helium. Gelegentlich sichtbare Strukturen des visuellen Spektralbereichs sind Emissionskomponenten der genannten Absorptionslinien und der Linie $\lambda 4686 \text{ \AA}$ des einfach ionisierten Helium sowie die Linien H und K des einfach ionisierten Kalzium in Absorption.

Die wichtigsten spektralen Beobachtungsdaten der Systeme V3885 Sgr (aus Hesser et al, 1974 und Wegner, 1972) und - soweit vorhanden - RW Sex (aus Cowley et al, 1972) sind in Tabelle 10 aufgelistet. Zusätzliche, in dieser Tabelle

Tabelle 11: Farben für V3885 Sgr und RW Sex sowie für ein ausgewähltes Modell

	V3885 Sgr	RW Sex	Modell
a) des UBV-Systems			
(U - B)	-0.75	-0.73	-0.88
(B - V)	+0.02	+0.00	+0.04
b) des uvby-Systems			
(u - b)	-	+0.28	+0.15
(b - y)	-	+0.02	+0.07

nicht enthaltene Liniendaten sind für V3885 Sgr: Halbwertsbreite von $H\gamma \approx 40 \text{ \AA}$, totale Linienbreite von $H\gamma \approx 220 \text{ \AA}$, zentrale Einsenkung von $H\gamma \approx 15 \%$, totale Linienbreite von $\text{HeI} \lambda 4471 \text{ \AA} \approx 90 \text{ \AA}$, zentrale Einsenkung von $\text{HeI} \lambda 4471 \text{ \AA} \approx 12 \%$, Äquivalentbreite der Emissionskomponente von $\text{H}\alpha$ ($\text{H}\alpha_e$) $\approx 1.7 \text{ \AA}$, totale Linienbreite von $\text{H}\alpha_e \approx 19 \text{ \AA}$, Äquivalentbreite von $\text{H}\beta_e \approx 2.0 \text{ \AA}$; entsprechend für RW Sex: Halbwertsbreiten von $H\gamma$ bis $\text{H}\zeta \approx 35 \text{ \AA}$, totale Breiten der Emissionskomponenten dieser Linien $\approx 5\text{--}10 \text{ \AA}$, zentrale Tiefe von $\text{H}\beta \approx 14 \%$, zentrale Tiefe von $H\gamma \approx 9 \%$, Halbwertsbreiten von CaII H und $\text{K} \approx 10 \text{ \AA}$, totale Breiten der Emissionskomponenten von CaII H und $\text{K} \approx 5 \text{ \AA}$. Detaillierte Profile der Linien $H\gamma$ und $\text{HeI} \lambda 4471 \text{ \AA}$ für das System V3885 Sgr zeigen die Abbildungen 27 und 28.

In Tabelle 11 sind mittlere Farbindizes des UVB- und des uvby-Systems zusammengefaßt (Bond et al, 1971; Cowley et al, 1972). Den Strömgrenfarben für RW Sex liegt nur eine Messung zugrunde. Deren mittlerer Wert kann daher - infolge stärkerer Variationen in den Filterbereichen - von den angegebenen erheblich abweichen. Die Messung eines anderen Beobachters für den Farbindex m_1 ergab z. B. einen um $0.^m04$ schwächeren Wert. Zweifarbendiagramme mit den Positionen beider novaähnlicher Veränderlicher nahe der theoretischen Relation für Schwarze Körper mit einer Temperatur von $\approx 12000 \text{ K}$ zeigt die Abbildung 29.

Die Umlaufperiode besitzt für das System V3885 Sgr zwei mögliche Werte ($0.^d2$ und $0.^d25$), für das System RW Sex sogar drei ($0.^d2$, $0.^d25$ und $0.^d33$), wobei der zweite für beide der wahrscheinlichste ist. Die Neigung der Bahnebene wird für V3885 Sgr zu $i \approx 50^\circ$ und für RW Sex zu $i \approx 25\text{--}30^\circ$ geschätzt (Cowley et al, 1977a u. b).

6.1.2 Vergleich von gemessenen mit berechneten Strahlungsströmen

Abbildung 25 zeigt die Meßpunkte des beobachteten Strahlungsstroms von V3885 Sgr (Guinan et al, 1982) mit denen eines Modells, welches die beste Übereinstimmung gibt. Die Parameter des Modells sind: $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$, $T_{\text{AR}} = 5/6/8 (\cdot 1000 \text{ K})$, $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$ und $i = 30^\circ$. Normiert sind die Spektren auf den für das System V3885 Sgr gemessenen Strahlungsstrom im B-Filter des UVB-Farbsystems.

Die berechneten Strahlungsströme geben Verlauf und Struktur im UV und im sichtbaren Spektralbereich im wesentlichen wieder. Der Balmer Sprung ist jedoch



Abbildung 25: Strahlungsströme des Systems V3885 Sgr im Vergleich mit denen eines Modells, das die beste Übereinstimmung gibt (für die Parameter s. Text).

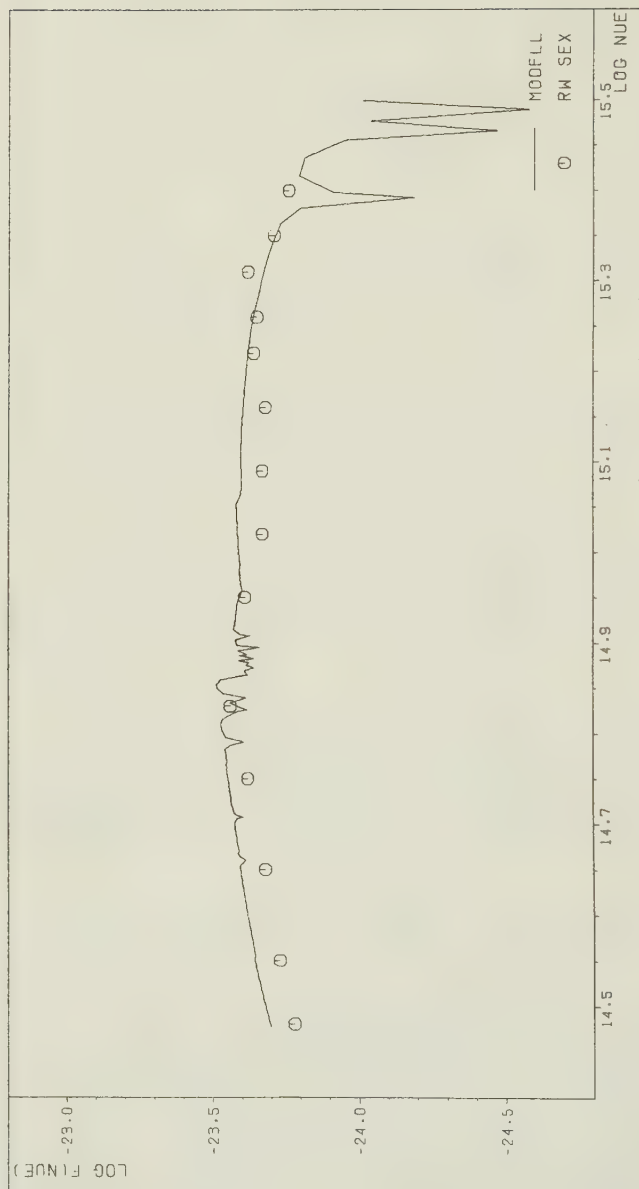


Abbildung 26: Strahlungsströme des Systems RW Sex im Vergleich mit denen eines Modells, das die beste Übereinstimmung gibt (für die Parameter s. Text).

etwas zu gering, eine leichte Absenkung des Niveaus kurzwellig der Balmerkante führt zu einer noch besseren Anpassung. Eine stärkere Abweichung ergibt sich jedoch im IR. Der Grund für diese Differenz könnte darin liegen, daß die Meßpunkte im UV, im Sichtbaren und im IR von unterschiedlichen Beobachtern stammen und eine schlechte Eichung der Skala des Strahlungsstroms vorgenommen wurde. Der Vergleich des durch das Modell gegebenen Gradienten im langwelligen Spektralbereich mit dem gemessenen (s. Tab. 10; Hesser et al, 1974) dagegen weist eine ausgezeichnete Übereinstimmung auf.

Eine gute Anpassung an den gemessenen Strahlungsstrom des Systems RW Sex (Abb. 26) besitzt das Spektrum eines Modells, das durch folgende Parameter gekennzeichnet ist: $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 18000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $\log N_{\text{ZS}} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$, $T_{\text{AR}} = 5/6/8 (\cdot 1000 \text{ K})$, $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$ und $i = 30^\circ$. Die Normierung erfolgt wie für Abbildung 25. Die Meßpunkte stammen alle vom gleichen Beobachter (Greenstein et al, 1982). Daraus erklärt sich auch eine gegenüber V3885 Sgr bessere Beschreibung von Verlauf und Struktur (einschließlich Gradienten und Balmersprung) des gemessenen Spektrums durch die Ergebnisse des Modells.

Die hier aufgetragenen Vergleichsmodelle können jedoch keine eindeutige Lösung für das Problem liefern, berechnete Strahlungsströme den beobachteten anzupassen. Da das Spektrum zusammengesetzt ist - die Strahlung des kühlen Akkretionsringes bestimmt Aussehen und Gradienten langwellig von $\approx 5000 \text{ \AA}$, die des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" kurzwellig davon -, können bei entsprechender Normierung zwei relativ heiße Systemkomponenten einen im wesentlichen gleichgestalteten Verlauf des Strahlungsstroms besitzen wie zwei kühlere. Anhand der gemessenen Kontinuumsgradienten kann jedoch ein Wertebereich abgesteckt werden, innerhalb dessen die Parameter des zu bestimmenden Modells liegen müssen.

Die kurzwelligen Gradienten der Kontinua von V3885 Sgr und RW Sex weisen beide auf eine Effektivtemperatur des Zentralobjekts von $\approx 20000 \text{ K}$ (s. Abb. 4). Erkennbar ist auch, daß - aufgrund des konstanteren Verlaufs des Strahlungsstroms über das Gesamtspektrum - das System RW Sex einen relativ zum Zentralobjekt helleren Akkretionsring (alternativ: ein relativ zum Akkretionsring lichtschwächeres Zentralobjekt) besitzen muß als das System V3885 Sgr (s. Abb. 7 und 8). Aus diesen Überlegungen heraus sind die oben gewählten Daten für die Parameter der passenden Modelle zwar nicht eindeutig, doch zumindest vernünftig.

Eine stärkere Eingrenzbarkeit der Parameter ergibt sich durch gleichzeitiges Anpassen von berechneten an beobachtete Linienprofile.

6.1.3 Vergleich von gemessenen mit berechneten Linienprofilen

Gemessene Profile liegen nur für die Linien $H\gamma$ und $HeI\lambda 4471\text{ \AA}$ im Spektrum des novaähnlichen Systems V3885 Sgr vor (Wegner, 1972; Mayo et al, 1980). Die Abbildungen 27 und 28 zeigen den Vergleich dieser Profile mit denen des Modells, dessen Strahlungsstrom die beste Anpassung an den beobachteten darstellte (s. Abb. 25, für die Parameter s. Abschnitt 6.1.2). Da auch die durch dieses Modell produzierten Linienprofile die relativ beste Übereinstimmung mit den gemessenen Werten geben, besitzt man damit einen konsistenten Satz von mit dem Modell berechneten Größen, die sämtliche im Spektrum von V 3885 Sgr auftretende Strukturen gut reproduzieren.

Bestätigt wird dieses Ergebnis durch den Vergleich von mit dem Modell ermittelten Äquivalentbreiten der Balmer- und HeI-Linien mit gemessenen Werten (s. Tab. 10). Neben einer zum Teil ausgezeichneten Übereinstimmung (für die Linien $H\alpha$ und $HeI\lambda 4471\text{ \AA}$) erhält man - sieht man einmal von der nicht im System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" gebildeten Linie $CaII\text{-K}$ ab - für alle zusammengestellten Linien die richtige Größenordnung. Bedenkt man die Schwierigkeiten bei der Fixierung des scheinbaren Kontinuums (Wegner, 1972), so ist eine bessere Angleichung nicht zu erwarten. Welche Schwankungen zudem in Form und Äquivalentbreite innerhalb einer Linie auftreten können, zeigen die stark unterschiedlichen $H\gamma$ -Profile, gemessen von Wegner und Mayo et al.

Der hier gegebene Modellfit liefert mit dem im Linienkern etwas abgerundeten Profil von $H\gamma$ (Mayo et al) eine ausgezeichnete Übereinstimmung, während das früher gemessene, spitzere Profil (Wegner) im Zentrum nicht angepaßt werden kann. Um die Qualität der Anpassung zu zeigen, wird daher das berechnete Profil auf das Niveau des Mayo-Profiles angehoben. Die Flügel der berechneten Profile reichen jedoch - wie von Wegner für V3885 Sgr und von anderen Autoren für zahlreiche novaähnliche Systeme (s. Abschnitt 2.1) gemessen - über $100\text{ \AA}$ vom Zentrum hinaus, während Mayo zum Vergleich mit seinen Modellen das gemessene Profil bei $\Delta\lambda = 70\text{ \AA}$ abschneidet. Die leichte Asymmetrie der berechneten Linien ist aufgrund der Blendbildung mit breiten benachbarten Linien und einer starken Kontinuumsneigung real. Da die Vergleichsprofile der Variablen V3885 Sgr als symmetrisch betrachtet werden, kann demnach keine vollkommene Anpassung kurz- und langwellig vom Zentrum zustandekommen (Abb. 27).

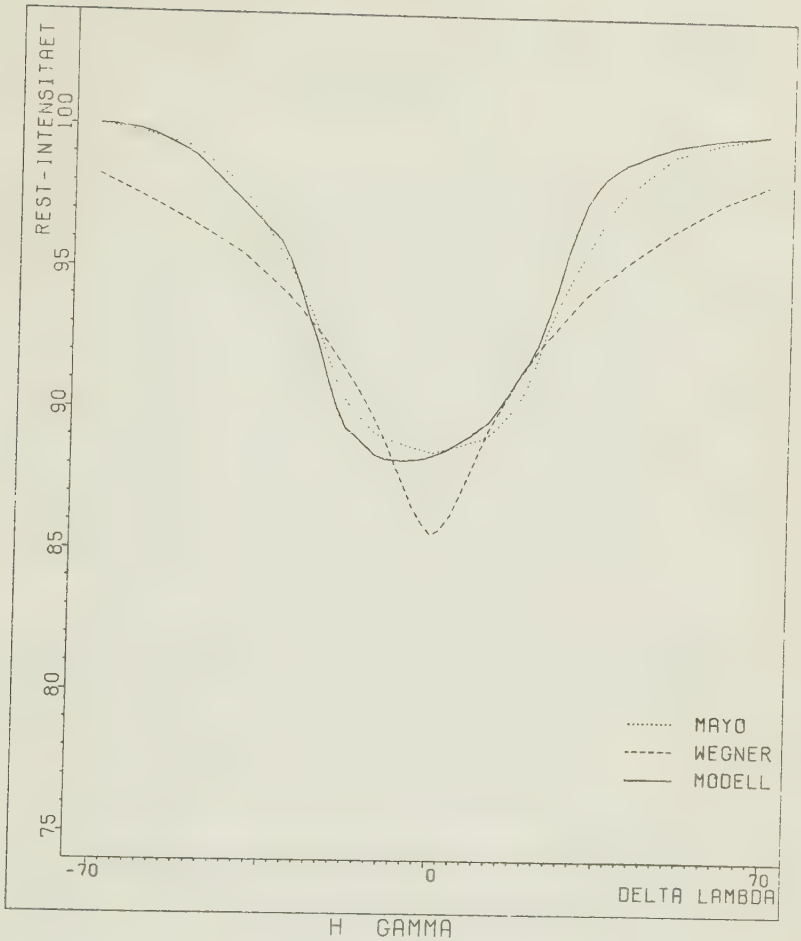


Abbildung 27: Profil der Linie H γ im Spektrum des Systems V3885 Sgr im Vergleich mit dem eines Modells, das die beste Übereinstimmung gibt (s. Text).

Wie für H γ passen sich die mit dem Modellfit errechneten Flügel der Linie HeI $\lambda 4471 \text{ \AA}$ den beobachteten Werten gut an. Im Zentrum dagegen weist das berechnete Profil eine nicht gemessene Emissionsspitze auf (Abb. 28). Dies deutet auf eine etwas niedrigere Temperatur in der wasserstoffreichen Zuwachs-

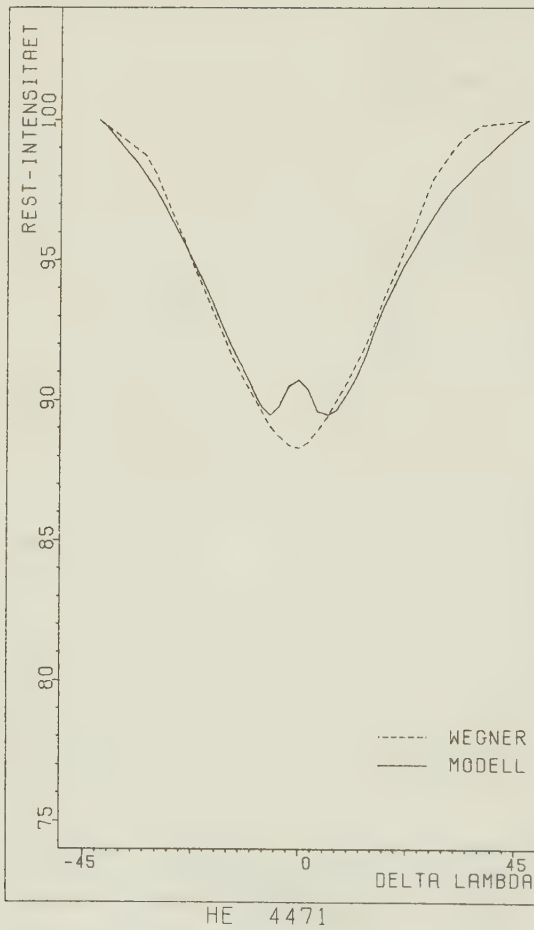


Abbildung 28: Profil der Linie He λ 4471 Å im Spektrum des Systems V3885 Sgr im Vergleich mit dem eines Modells, das die beste Übereinstimmung gibt (s. Text).

schicht (s. Abb. 17). Andererseits können die Zentren der beiden zum Vergleich herangezogenen Linien durch die Strahlung des Akkretionsringes modifiziert werden. Die Ergebnisse der Rechnung bzgl. der Linienkerne stellen demnach kein

genaues Abbild der beobachteten Strukturen dar. Die Linienflügel müssen jedoch, da sie im vorliegenden theoretischen Modell als durch die geschichtete Atmosphäre des Zentralobjekts erzeugt angenommen werden, die gemessenen Profile reproduzieren. Das tun sie auch in befriedigender Weise.

Die Anpassung der theoretischen Strahlungsströme wies auf eine Effektivtemperatur von ≈ 20000 K für den Weißen Zwerg. Ein passendes Modell könnte daher statt des verwendeten $T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000$ K auch einen Wert von 18000 K besitzen. Versucht man mit dieser Effektivtemperatur auch die gemessenen Linienprofile theoretisch anzupassen, so müssen die Parameter der Zuwachsschicht gegenüber den verwendeten variiert werden. Bei erhöhter Temperatur am Boden der Zuwachsschicht gelingt es auch, eine passable Übereinstimmung des berechneten mit dem gemessenen $\text{H}\gamma$ -Profil zu erzielen (s. Abb. 16). Eine deutliche Abweichung erhält man jedoch für das $\text{HeI } \lambda 4471 \text{ \AA}$ -Profil. Während die Flügel zu stark werden, bildet sich eine noch ausgeprägtere Emissionsspitze. Aufgrund dieser Überlegung kann der Parameterbereich für ein die spektralen Strukturen des Systems V3885 Sgr gut beschreibendes Modell auf den verwendeten eingeschränkt werden.

Für das System RW Sex liegen nur zwei gemessene Äquivalentbreiten außer dem gemessenen kontinuierlichen Strahlungsstrom vor (Tab. 10). Eine weiterführende Bestimmung der Modellparameter als die im vorigen Abschnitt gegebene ist daher nicht möglich.

6.1.4 Vergleich von gemessenen mit berechneten Farben

Neben den Positionen der beiden als Vergleichsobjekte verwendeten Systeme V3885 Sgr und RW Sex sind auch die von neun anderen als novaähnlich klassifizierten Veränderlichen sowie von zwei relativ lichtschwachen Zwergnovae im Minimum im Zweifarbendiagramm des UBV-Systems gegeben (Abb. 29). Es sind dies die novaähnlichen Systeme LS 55⁰-8, UX UMa, MV Lyr, VY Scl, HDE 310376, EM Cyg, V Sge, Ton S120 und RW Tri sowie die Zwergnovae Z Cha und WZ Sge (Greenstein et al, 1970; Warner, 1976; Mumford, 1967 u. 1971). Mit diesen Systemen ist ein relativ großer Temperaturbereich überdeckt.

Für das Zweifarbendiagramm des Strömgrensystems hingegen liegt nur die gemessene Position des Veränderlichen RW Sex vor. Dessen Farbwerte können zudem einen relativ großen Fehler besitzen, da sie aus einer einmaligen Messung stammen. Legt man das Meßergebnis einer anderen Beobachtung für den Farb-

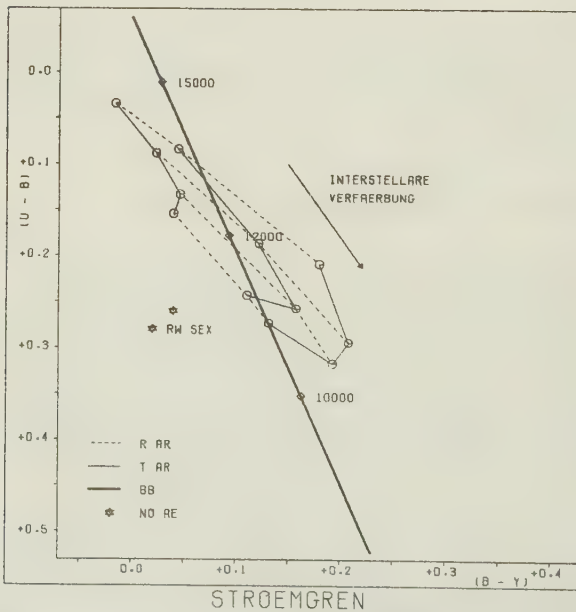
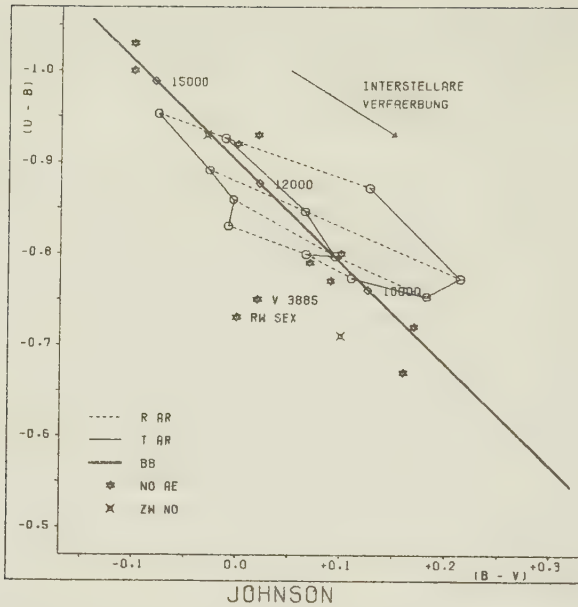


Abbildung 29: Zweifarbindiagramme mit den Positionen novaähnlicher Veränderlicher und zweier Zwergnovae im Vergleich mit einer Modellreihe wie in Abb. 23.

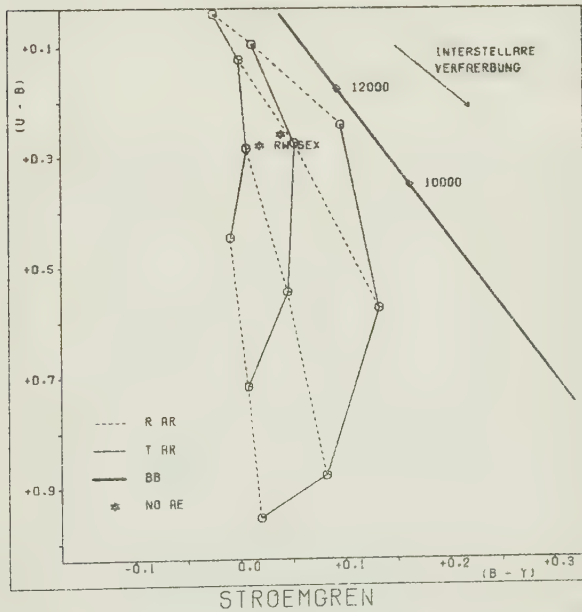
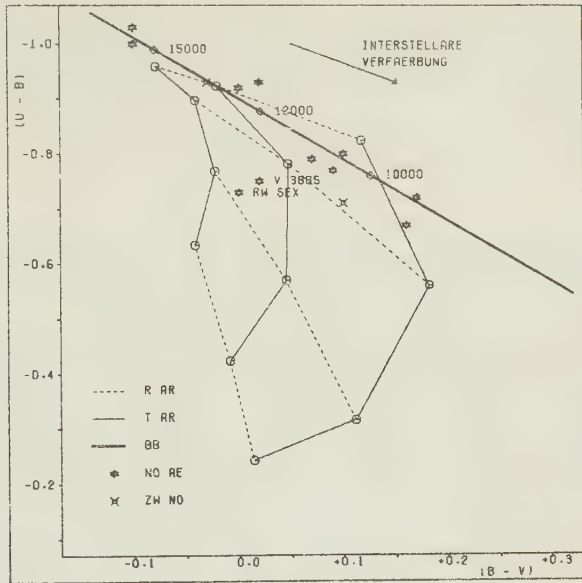


Abbildung 30: Zweifarbindiagramme wie in Abb. 29, unter Verwendung von theoretischen Farbindizes für den Akkretionsring, die aus Modellatmosphärenrechnungen für Hauptreihensterne entnommen wurden (s. Text).

index m_1 (s. Abschnitt 6.1.1) dahingehend aus, daß wegen der starken Linien $H\beta$, $H\gamma$ und $HeI \lambda 4471 \text{ \AA}$ der veränderte Strahlungsstrom im b-Filter für die Variabilität verantwortlich ist, so folgt aus $\Delta m_1 = -0.04$ wegen $m_1 = (v - b) - (b - y)$ ein $\Delta(u - b) = -0.02$ und ein $\Delta(b - y) = +0.02$. Die so veränderte Position für RW Sex wird ebenfalls in das Diagramm eingetragen.

Zum Vergleich mit den Beobachtungsdaten werden zusätzlich die Farben einer Modellreihe gegeben, für die die Parameter des Akkretionsringes (Temperatur und Radius) variiert, die des Zentralobjekts aber konstant gehalten werden (s. Abb. 23). Die Modellparameter des letzteren ($T_{\text{eff}}(\text{WZ}) = 21000 \text{ K}$, $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}(\text{WZ}) = 10^3$, $N_{\text{ZS}} = 16.3$, $\Delta T_0 \approx 1000 \text{ K}$) sind dabei genau die, die im vorangegangenen Abschnitt die beste Anpassung ergaben. Die Farben des Modells mit $T_{\text{AR}} = 5/6/8$ ($\cdot 1000 \text{ K}$), $R_a = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}$ und $i = 30^\circ$ sind in Tabelle 11 aufgeführt. Die Bandbreite der Temperaturskala der gemessenen Farben wird durch das berechnete Farbgritter nahezu vollständig wiedergegeben. Die Annahme einer Planck'schen Strahlung für den Akkretionsring stellt jedoch eine zu starke Vereinfachung dar, um die Farben von novaähnlichen Veränderlichen erklären zu können, die etwas abseits der theoretischen Relation für Schwarze Körper im Zweifarbendiagramm liegen. Speziell die Farben der in der vorliegenden Arbeit analysierten Systeme V3885 Sgr und RW Sex differieren von den durch die Modelle erzeugten theoretischen Werten.

Als Test für die Reproduzierbarkeit der gemessenen Farben novaähnlicher Veränderlicher durch das vorliegende Modell werden für den Akkretionsring tabellierte theoretische Farben von Modellatmosphären mit Schwerebeschleunigungen, die der Hauptreihe entsprechen, genommen. Da für die hier verwendeten Akkretionsringe $4.1 \leq \log g \leq 5.3$ gilt, die photosphärischen Schichten des Ringes zudem besser durch eine Modellatmosphäre eines Hauptreihensterne als durch einen Schwarzen Körper simuliert sein sollten, ist das Verfahren vernünftig. Kurucz (1979) gibt in Abhängigkeit von Temperatur ($T \geq 5500 \text{ K}$) und Schwerebeschleunigung ($\log g \leq 4.5$) theoretische Farbindizes sowohl des UBV- als auch des Strömgrensystems und berechnete Strahlungsströme in den Farbfiltern. Ergänzt werden die Werte durch UBV-Farben für kühle Hauptreihensterne (Allen, 1973) und Strömgrenfarben von Modellatmosphären für kühle Hauptreihensterne (Crawford et al, 1976). Nach entsprechender Eichung lassen sich zusammengesetzte Farben des Systems "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" und des Akkretionsringes ermitteln. Das Ergebnis (Abb. 30) bestätigt, daß die Näherung der Planck'schen Strahlung für den Akkretionsring zu grob war.

Mit einem derartig modifizierten Ring kann demnach so auch eine bessere Übereinstimmung zwischen den zusammengesetzten Farben beobachteter novaähnlicher Systeme und den Ergebnissen der vorliegenden Modelle erzielt werden.

6.2 Diskussion und Vergleich mit anderen Modellrechnungen

Für die Darstellung einer Modellrechnung ist es notwendig, zusammen mit tiefenabhängigen Strukturen der zugrundeliegenden Modellatmosphären numerische Ergebnisse von Kontinua, Farben, absoluten Helligkeiten zu veröffentlichen (s. Wesemael et al, 1980). Diesen als Maxime geltenden Anspruch erfüllt die vorliegende Arbeit besser als alle anderen kataklysmische Veränderliche beschreibenden Theorien.

Ein besonderer Schwerpunkt lag hierbei auf der gleichzeitigen Berechnung von - die Beobachtungen gut wiedergebenden - Profilen der Linien $H\gamma$ und HeI 4471 Å. Für Akkretionsscheibenmodelle lag eine den zitierten Autoren (s. Abschnitt 2.3) gemeinsame Schwierigkeit stets darin, überhaupt nur qualitativ die in Spektren zahlreicher novaähnlicher Systeme gemessenen Linien des neutralen Helium erklären zu können. Eine Ausnahme stellt die theoretische Arbeit von Williams et al (1982) dar, der immerhin simultan relative Strahlungsströme in Balmer- und neutralen Heliumlinien den gemessenen Werten anzupassen vermochte. Dabei verwendete er jedoch chemische Zusammensetzungen für seine Modellatmosphären, deren N_{He}/N_H -Verhältnis gegenüber dem solaren Wert um mindestens einen Faktor 100 erhöht war. Eine erhöhte Heliumhäufigkeit für die von den Außenschichten der Sekundärkomponente stammende Akkretionsscheibenmaterie (in dieser werden der Theorie gemäß die Linien gebildet) ist jedoch nur schwer zu begründen. Von Williams et al gegebene Erklärungen können zumindest keinen Anspruch auf allgemeine Gültigkeit erheben, d. h. für sämtliche kataklysmische Systeme, in deren Spektren Heliumlinien gemessen wurden.

Die Qualität der Übereinstimmung zwischen den durch das vorliegende Modell produzierten und gemessenen Daten erkennt man, wenn man die Ergebnisse verschiedener Akkretionsscheibenmodelle (s. Abschnitt 2.3) mit den Beobachtungen vergleicht. Deren spektrale Energieverteilungen weichen zum Teil erheblich von den für novaähnliche Systeme gemessenen ab (s. Abb. 4 in Guinan et al, 1982), besonders wenn vorrangig versucht wurde, theoretische Linienprofile anzupassen (Herter et al, 1979). Letztere Autoren erhalten durch ihre Modellrechnungen eine starke Überproduktion an Energie kurzzeitig der Balmerabsorptionskante. Williams (in Guinan et al) und Pacharintanakul et al (1980) liefern zwar - im Vergleich mit dem novaähnlichen System V3885 Sgr - eine bessere Beschreibung der gemessenen Strahlungsströme, errechnen jedoch vor allem im UV ein von der Beobachtung abweichendes Spektrum.

Linienprofile wurden nur von zwei Autoren (Herter et al; Mayo et al, 1980) mit Akkretionsscheibenmodellen berechnet. Einbezogen wurden dabei nur die ersten drei Glieder der Balmerserie, nicht jedoch Linien des neutralen Helium. Eine einfache Abschätzung ergibt, daß deren HeI-Profile für die angenommenen Parameter der Modelle viel zu schwach gewesen wären.

Herter et al errechneten der Form der beobachteten Balmerlinien kaum ähnelnde Profile, da ihrem Modell der Dopplereffekt als Hauptverbreiterungsmechanismus zugrundelag. Mayo et al konnten H γ -Profile erzeugen, die im Kern eine gute Annäherung an die Beobachtung darstellte, die weit hinausreichenden Flügel der in Spektren novaähnlicher Systeme gemessenen Linien konnten aber auch mit diesem Modell nicht erklärt werden.

Große Abweichungen ergaben sich beim Vergleich von beobachteten Farben mit Ergebnissen von Akkretionsscheibenmodellen. Während Herter et al für ihre viel zu energiereichen Scheiben zu blaue Farben ermittelten, errechneten Schwarzenberg-Czerny et al (1977) und Pacharintanakul et al zu energiearme Objekte mit rotverschobenen Farben, die erst durch Verwendung einer unrealistisch hohen Massenflußrate in die richtige Größenordnung gebracht werden konnten. Mayo et al und Schwarzenberg-Czerny (1981) erzielten eine befriedigende Übereinstimmung zwischen theoretischen und beobachteten Farben nur durch Einbeziehung von Randverdunkelungseffekten für Bahnneigungen $\geq 80^\circ$.

Doch selbst für einen konsistenten, verhältnismäßig gut mit den Beobachtungen übereinstimmenden Satz von berechneten Größen (Mayo et al) müssen diese aufgrund der zu stark vereinfachten, in das Modell eingehenden physikalischen Annahmen infragegestellt werden. Die Verwendung von Modellatmosphären für Hauptreihensterne oder gar von Schwarzen Körpern ist für heiße, durch Akkretionsprozesse (große Beträge freigesetzter Energie) bestimmte Scheiben unzulässig. Die Annahmen des lokalen thermodynamischen und des hydrostatischen Gleichgewichts verlieren ihre Gültigkeit. Neuere theoretische Arbeiten (Kippenhahn et al, 1982; Carbot et al, 1982; Meyer et al, 1982) versuchen modellhaft, den in den rotierenden Gasgebilden herrschenden physikalischen Zustand besser zu beschreiben. So berücksichtigen sie meridionale Strömungen in zweidimensionalen Akkretionsscheiben oder Energietransport durch Konvektion für ihre Modelle. Berechnete Spektren oder Farben liegen von derart verbesserten Modellen jedoch noch nicht vor.

Eine Alternative zu den geläufigen, zum Teil unzureichenden Akkretions-scheibenmodellen stellt das hier vorliegende Modell dar. Es liefert für eine eingeschränkte Gruppe kataklysmischer Veränderlicher eine mit den wichtigsten beobachteten Phänomenen konsistente Zustandsbeschreibung. Die "Zielgruppe" wird aus novaähnlichen Veränderlichen und einigen lichtschwachen Zwergnovae, wie z. B. Z Cha und WZ Sge, im Minimum gebildet.

Letztere Klasse kann jedoch nur unter Vorbehalt zum Vergleich mit den hier gegebenen Modellen herangezogen werden, da deren Vertreter vermutlich durch einen im System wirksamen Materiefluß geprägt sind. Da dieser sowohl eine heißere Akkretionsscheibe als auch eine dichtere Zuwachsschicht mit sich bringt, sind die Grundannahmen für das vorliegende Modell nicht voll erfüllt. Eine qualitative Übereinstimmung mit gemessenen Strukturen dieser Systeme kann jedoch durch ein Modell erbracht werden, für das die Parameter am Boden der Zuwachsschicht (Temperatur und Teilchendichte) erhöht werden.

Das hier vorgestellte Modell unterscheidet sich grundlegend von seinen Vorgängern durch die Annahme, daß das Licht eines novaähnlichen Systems zu etwa gleichen Teilen vom Zentralobjekt einerseits, bestehend aus einem Weißen Zwergstern des Spektraltyps DB und einer heißeren, wasserstoffreichen Zuwachsschicht, und einem kühlen Akkretionsring andererseits, in dem aufgrund einer extrem niedrigen kinematischen Viskosität kaum Energie durch Reibungsverluste freigesetzt wird, stammt. Das so beschriebene System befindet sich in einem quasistationären Zustand und kann daher nicht die in allen kataklysmischen Systemen beobachtete Kurzzeitvariabilität erklären. Nicht berücksichtigt sind hochenergetische Gebiete im System, wie Heißer Fleck oder Korona, die für Linien höher angeregter Ionen verantwortlich sein könnten, und eine erwartungsgemäß im Spektrum nicht sichtbare Sekundärkomponente.

Dies einfache Modell kann jedoch folgende Strukturen erklären:

- 1) Berechnete Kontinuumsgradienten und Balmersprünge stimmen für ein Zentralobjekt mit einer Effektivtemperatur von ≈ 20000 K und einem Akkretionsring mit einer mittleren Temperatur von ≈ 6000 K und einem äußeren Radius von $\approx 3 \cdot 10^9$ cm befriedigend mit in Spektren novaähnlicher Veränderlicher gemessenen Strukturen überein. Das zusammengesetzte Spektrum wird demnach durch die Strahlung des Systems "Weißer

Zwerg-Zuwachsschicht" vorwiegend im kurzwelligen und durch die Strahlung des kühlen Akkretionsringes vorwiegend im langwelligen Bereich gebildet. Die Hypothese einer für den langwelligen Teil des Spektrums verantwortlichen Sekundärkomponente kann somit fallengelassen werden. Die Resonanzlinien des Kalzium können - aufgrund ihrer relativ großen Linienbreite - in dichteren inneren Teilen des Akkretionsringes erzeugt werden.

- 2) Durch ein Modell (mit den unter Punkt 1 gegebenen Parametern, einer Zuwachsschicht mit einer Teilchendichte von $\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von $\approx 0.8 \cdot T_{\text{eff}}$ (WZ)) errechnete Linienprofile des Wasserstoff und des neutralen Helium können hinreichend mit gemessenen Profilen des novaähnlichen Systems V3885 Sgr zur Deckung gebracht werden. Äquivalentbreiten aller berechneten Linien (mit Ausnahme der CaII-Linie) liegen in der gleichen Größenordnung wie die in Spektren novaähnlicher Veränderlicher gemessenen. Alle Linien werden im System "Weißer Zwerg-Zuwachsschicht" gebildet, die des HeI in tieferen, heliumreichen Atmosphärenschichten - im Kern aufgefüllt mit Emission einer vorgelagerten, heißeren Schicht -, die des HI in der oberflächennahen Zuwachsschicht, deren flacher Temperaturgradient die Linien im Kern abrundet. Das Ergebnis der Modellrechnung zeigt, daß - im Widerspruch zu einer oft aufgestellten Behauptung - die in Spektren novaähnlicher Veränderlicher gemessenen Profile in der Atmosphäre eines Weißen Zwergsternes erzeugt sein können. Es bestätigt sich, daß die Profile druck- und nicht dopplerverbreitert sind. Das gleichzeitige Auftreten von breiten Linien des Wasserstoff und des neutralen Helium im Spektrum erklärt sich in einer chemisch geschichteten Atmosphäre in natürlicher Weise.
- 3) Die für novaähnliche Systeme gemessenen Farben (UBV und uvby) können durch das Modell simuliert werden, wenn für den Akkretionsring detaillierte Schichtungen mit Strahlungstransport berechnet werden. Theoretische Akkretionsringe mit variablen Parametern vermögen dann, zusammen mit einem heißen Zentralobjekt, die große Streuung in den Farben novaähnlicher Systeme - auch ohne Einbeziehung der Neigung der Bahnebene - zu erklären.

Um das vorliegende Modell weiterzuentwickeln, wäre es vorrangig vonnöten, - nicht nur zur Verbesserung der Farben - ein Schichtmodell für den Akkretions-

ring zu erstellen. Mit diesem könnten dann auch Beiträge zur Linienabsorption der Balmerreihe und des einfach ionisierten Kalzium berechnet werden. Da die Temperaturen im Akkretionsring sehr niedrig sind, müßte evtl. neben dem Strahlungstransport auch Konvektion berücksichtigt werden. Die Annahmen des hydrostatischen und des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts behielten weiterhin ihre Gültigkeit - im Unterschied zu Modellen für heiße Akkretions-scheiben. Ein nächster Schritt stellte die Berechnung einer nicht sphärisch symmetrischen Zuwachsschicht auf der Oberfläche des Weißen Zwergsternes dar. Eine leichte Profiländerung der Wasserstoff- und Heliumlinien könnte die Folge sein. Variable Strukturen im Spektrum ließen sich evtl. so erklären.

Will man schließlich den Anwendungsbereich des Modells erweitern, müßten Zuwachsschichten mit größeren Teilchendichten und höheren Temperaturen verwendet werden. Einbeziehung von Non-LTE Effekten für die Anregungsverhältnisse in einer durch Stoßwellen aufgeheizten Schicht wäre dafür notwendig. Heliumstrukturen im Spektrum erhielte man auch in einem solchen Modell, wenn die Zuwachsschicht als nicht sphärisch symmetrisch bzgl. des Weißen Zwerges betrachtet wird.

Literaturverzeichnis

Africano, J. und Quigley, R.:

1978, Pub. Astron. Soc. Pacific 90, 191

Allen, C. W.:

1973, Astrophysical Quantities, 3. Auflage, Athlone Press, London

Baglin, A. und Vaclair, G.:

1973, Astron. Astrophys. 27, 307

Barnard, A. J., Cooper, J. und Shamey, L. J.:

1969, Astron. Astrophys. 1, 28

Bath, G. T., Evans, W. D. Papaloizou, J. und Pringle, J. E.:

1974, Mon. Not. R. astr. Soc. 169, 447

Bath, G. T.:

1975, Mon. Not. R. astr. Soc. 171, 311

Bath, G. T. und Pringle, J. E.:

1981, Mon. Not. R. astr. Soc. 194, 967

Bath, G. T. und Pringle, J. E.:

1982, Mon. Not. R. astr. Soc. 199, 267

Bond, H. E. und Landolt, A. U.:

1971, Pub. Astron. Soc. Pacific 83, 485

Bond, H. E.:

1978, Pub. Astron. Soc. Pacific 90, 216

Bues, I.:

1969, Dissertation Kiel

Bues, I.:

1970, Astron. Astrophys. 7, 91

Bues, I.:

1980, Mitt. Astron. Ges. 50, 24

Carbon, D. F. und Gingerich, O.:

1969, Proc. 3rd Harvard-Smithsonian Conf. on Stellar Atmospheres

Carbot, W. und Savedoff, M. P.:

1982, Astron. Astrophys. 112, L1

Córdova, F. A., Mason, K. O. und Nelson, J. E.:

1981, Astrophys. J. 245, 609

Cowley, A. P. und MacConnell, D. J.:

1972, Astrophys. J. (Letters) 176, L27

Cowley, A. P., Crampton, D. und Hesser, J. E.:
1977a, *Astrophys. J.* 214, 471

Cowley, A. P., Crampton, D. und Hesser, J. E.:
1977b, *Pub. Astron. Soc. Pacific* 89, 716

Crawford, D. L. und Mandwewala, N.:
1976, *Pub. Astron. Soc. Pacific* 88, 917

D'Antona, F. und Mazzitelli, I.:
1975, *Astron. Astrophys.* 44, 253

Duschl, W.:
1982, Diplomarbeit München

Edmonds, F. N., Schlüter, H. und Wells, D. C.:
1967, *Mem. R. astr. Soc.* 71, 271

Faulkner, J., Flannery, B. P. und Warner, B.:
1972, *Astrophys. J. (Letters)* 175, L79

Gieske, H. A. und Griem, H. R.:
1969, *Astrophys. J.* 157, 963

Greenstein, J. L., Sargent, A. I. und Haug, U.:
1970, *Astron. Astrophys.* 7, 1

Greenstein, J. L. und Oke, J. B.:
1982, *Astrophys. J.* 258, 209

Griem, H. R., Baranger, M., Kolb, A. C. und Oertel, G.:
1962, *Phys. Rev.* 125, 177

Griem, H. R.:
1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York

Guinan, E. F. und Sion, E. M.:
1982, *Astrophys. J.* 258, 217

Herter, T., Lacasse, M. G., Wesemael, F. und Winget, D. E.:
1979, *Astrophys. J. Suppl.* 39, 513

Hesser, J. E., Lasker, B. M. und Osmer, P. S.:
1972, *Astrophys. J. (Letters)* 176, L31

Hesser, J. E., Lasker, B. M. und Osmer, P. S.:
1974, *Astrophys. J.* 189, 315

Kiplinger, A. L.:
1979, *Astrophys. J.* 234, 997

Kippenhahn, R. und Thomas, H.-C.:
1978, *Astron. Astrophys.* 63, 265

Kippenhahn, R. und Thomas, H.-C.:
1982, *Astron. Astrophys.* 114, 77

Kodaira, K.:

1975, Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes, Hrsg. B. Baschek, W. H. Kegel und G. Traving, Springer Verlag Berlin

Koester, D.:

1980, Astron. Astrophys. Suppl. 39, 401

Krautter, J., Klare, G., Wolf, B., Wargau, W., Drechsel, H., Rahe, J. und Vogt, N.:

1981, ESO Preprint 137

Kurucz, R. L.:

1979, Astrophys. J. Suppl. 40, 1

Liebert, J.:

1980, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 363

Lightman, A. P.:

1974, Astrophys. J. 194, 419

Lucy, L. B.:

1964, Proc. 1st Harvard Smithsonian Conf. on Stellar Atmospheres

Lynden-Bell, D. und Pringle, J. E.:

1974, Mon. Not. R. astr. Soc. 168, 603

Matsushima, S. und Terashita, Y.:

1969, Astrophys. J. 156, 183

Matthews, T. A. und Sandage, A. R.:

1963, Astrophys. J. 138, 30

Mayo, S. K., Wickramasinghe, D. T. und Whelan, J. A. J.:

1980, Mon. Not. R. astr. Soc. 193, 793

Meyer, F. und Meyer-Hofmeister, E.:

1982, Astron. Astrophys. 106, 34

Muchmore, D.:

1982, Astrophys. J. 259, 749

Mumford, G. S.:

1967, Pub. Astron. Soc. Pacific 79, 283

Mumford, G. S.:

1971, Astrophys. J. 165, 369

Olson, E. C.:

1974, Pub. Astron. Soc. Pacific 86, 80

Osaki, Y.:

1974, Pub. Astron. Soc. Japan 26, 429

Pacharintanakul, P. und Katz, J. I.:

1980, Astrophys. J. 238, 985

Panek, R. J.:

1979, Astrophys. J. 234, 1016

Pringle, J. E. und Rees, M. J.:

1972, Astron. Astrophys. 21, 1

Pringle, J. E.:

1977, Mon. Not. R. astr. Soc. 178, 195

Pringle, J. E. und Savonije, G. J.:

1979, Mon. Not. R. astr. Soc. 187, 777

Ritter, H.:

1976, Mon. Not. R. astr. Soc. 175, 279

Robinson, E. L.:

1976, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 14, 119

Robinson, E. L., Nather, R. E. und Patterson, J.:

1978, Astrophys. J. 219, 168

Schulz, H.:

1978, Astron. Astrophys. 68, 75

Schwarzenberg-Czemy, A. und Rózycka, M.:

1977, Acta Astron. 27, 429

Schwarzenberg-Czemy, A.:

1981, Acta Astron. 31, 241

Shakura, N. I. und Sunyaev, R. A.:

1973, Astron. Astrophys. 24, 337

Shipman, H. L., Greenstein, J. L. und Boksenberg, A.:

1977, Astron. J. 82, 84

Shipman, H. L.:

1979, Astrophys. J. 228, 240

Strittmatter, P. A. und Wickramasinghe, D. T.:

1971, Mon. Not. R. astr. Soc. 152, 47

Tylenda, R.:

1977, Acta Astron. 27, 235

Tylenda, R.:

1981a, Acta Astron. 31, 127

Tylenda, R.:

1981b, Acta Astron. 31, 267

Underhill, A. B. und Waddell, J. H.:

1959, Circ. U. S. Nat. Bur. Stand. 603

Unsöld, A.:

1955, Physik der Sternatmosphären, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin

Warner, B. und Robinson, E. L.:

1972a, Nature Phys. Sci. 239, 2

Warner, B. und Nather, R. E.:

1972b, Mon. Not. R. astr. Soc. 159, 429

Warner, B.:

1973, Mon. Not. R. astr. Soc. 163, 25p

Warner, B.:

1976, Observatory 96, 49

Warner, B.:

1979, IAU Colloquium 53, 417, Hrsg. H. M. Van Horn und V. Weidemann

Wegner, G.:

1972, Astrophys. Letters 12, 219

Wesemael, F., Auer, L. H., Van Horn, H. M. und Savedoff, M. P.:

1980, Astrophys. J. Suppl. 43, 159

Wesemael, F.:

1981, Astrophys. J. Suppl. 45, 177

Wiese, W. L., Smith, M. W. und Glennon, B. M.:

1966, Atomic Transition Probabilities, Nat. Bur. Stand., NSRDS-NBS4

Williams, R. E.:

1980, Astrophys. J. 235, 939

Williams, R. E. und Ferguson, D. H.:

1982, Astrophys. J. 257, 672

Frau Prof. Dr. I. Bues danke ich für die Überlassung des Themas dieser Dissertation, für die zu jeder Zeit gezeigte Bereitschaft zum Gespräch und für zahlreiche, den Fortgang der Arbeit fördernde Hinweise.

Herrn Prof. Dr. F. Hinderer und Herrn M. Nitz bin ich für hilfreiche Diskussionen dankbar.

Den Mitarbeitern der Dr. Remeis Sternwarte Bamberg danke ich für ihre Gastfreundschaft.

Die numerischen Rechnungen wurden mit der CD Cyber 175 des Wissenschaftlichen Rechenzentrums Berlin durchgeführt.

Lebenslauf:

Name: Bernd Freitag

Geburtsdatum: 27.10.1951

Geburtsort: Hamburg

Eltern: Walter Freitag, geb. am 08.09.1904
in Brieg/Schlesien und
Herta Freitag, geb. Burkert am 21.05.1910
in Brieg/Schlesien

Geschwister: Wolfgang Freitag, geb. am 06.04.1944
in Brieg/Schlesien

Familienstand: ledig

Wohnort: bis 1953 in Hamburg, seitdem in Berlin

Schulbildung: von 1958 bis 1962 Riemeister-Grundschule
von 1962 bis 1964 Nord-Grundschule
von 1964 bis 1971 Schadow-Gymnasium
(humanistischer Zweig)
Januar 1971 Ablegung der Reifeprüfung

Studium: von SS 1971 bis SS 1977 Studium an der Freien
Universität Berlin mit den Fächern Mathematik,
Astronomie und Chemie
Juli 1977 Ablegung der Diplomprüfung
von Januar 1978 an Doktorand, betreut von Frau
Prof. Dr. I. Bues (damals Berlin, jetzt Bamberg)

Berufliche Tätigkeiten: von Mai 1979 bis Juli 1979 an der Bundesanstalt für
Materialprüfung und
von Februar 1980 bis August 1982 am Deutschen
Institut für Wirtschaftsforschung als wissenschaft-
liche Teilzeitkraft tätig.

Berlin, 15.11.1982

Bernd Freitag

